VISIT…

Э. Б. ЧЕКАЛЮК

ТЕРМОДИНАМИКА НЕФТЯНОГО ПЛАСТА

ИЗДАТЕЛЬСТВО „НЕДРА“
МОСКВА, 1965

УДК 536.246

АННОТАЦИЯ

В книге рассматриваются тепловые явления в пористой среде, взаимосвязь между полями температур и давлений в нефтяном и газовом пластах, температурные режимы в стволе действующих скважин, теплопроводные потоки в земной коре и указываются способы практического использования полученных закономерностей в области исследования скважин, разработки месторождений нефти и газа, гидрогеологии, а также в качестве геолого-поисковых признаков при разведке нефтяных и газовых месторождений.

Книга представляет интерес для инженерно-технических, геологопромысловых и научных работников нефтяной и газовой промышленности.

ВВЕДЕНИЕ

Течение жидкостей и газов через пористые или трещиноватые породы рассматривается в подземной гидравлике как изотермический процесс [28, 96, 104]. Во многих практических случаях постулирование постоянной температуры подземных потоков не приводит к серьезным последствиям. Это было показано в 1939 г. Б. Б. Лапуком [31, 32], который впервые рассматривал подземное течение как дроссельный процесс.

С тех пор, как вытекает из монографии А. Э. Шейдеггера [104], в которой освещаются материалы по проблеме течения в пористой среде за последнее двадцатилетие, температурные режимы потоков в пористой среде ни в Советском Союзе, ни за рубежом по существу не изучали.

По мере развития техники глубинных измерений (в частности, с повышением точности и чувствительности глубинных дистанционных термометров) подземные температурные процессы оказались доступными для непосредственных наблюдений. Открылись реальные возможности для существенного расширения информации о процессах, происходящих в нефтяных и газовых месторождениях. Практика показала высокую разрешающую способность температурных кривых и в этой связи, естественно, возрос практический интерес к теории термодинамических явлений в условиях пористой среды.

Первые температурные исследования земных недр проводились геофизиками и ограничивались изучением естественного теплового поля Земли. Итоги этих исследований излагаются во многих работах, например в монографиях В. Н. Дахнова и Д. И. Дьяконова [11], Д. И. Дьяконова [16], в более общем плане в монографии Б. Гутенберга [10] и др.

Вопросам конвективного нагревания пористой среды уделялось относительно много внимания в последнее десятилетие в связи с разработкой различных методов теплового воздействия на пласт с целью повышения нефтеотдачи [69]. К первым теоретическим работам в этой области можно отнести работы И. А. Чарного [75], Э. Б. Чекалюка [82], Л. П. Рубинштейна [61] и др. Аналогичные задачи, связанные с охлаждением пласта при нагнетании воды в скважину, рассматривали Э. Б. Чекалюк [91], М. А. Пудовкин [60] и др.

Проблемы переноса тепла и вещества в пористых, а вернее в капиллярнопористых телах впервые рассматривались в области почвоведения и теории сушки. Итоги этих работ излагаются в монографии В. А. Лыкова [38]. Исходная система дифференциальных уравнений в частных производных, выведенная для указанных целей, учитывает теплопроводный и конвективный перенос тепла, теплоту испарения и конденсации, капиллярные эффекты и закон Дарси, но не содержит членов уравнения, которые имеют решающее значение в условиях работы нефтяных и газовых залежей, учитывающих влияние эффекта Джоуля-Томсона и температурный эффект адиабатического расширения пластовых жидкостей и газов.

Взаимосвязь между изменениями пластовых температур и давлений во времени и в пространстве при стационарном режиме работы скважины была впервые установлена автором [85]; в этой работе дано уравнение тепловых потоков в пористой среде с учетом дроссельного эффекта и теплообмена между компонентами пористой среды. Впоследствии автором было получено полное дифференциальное уравнение энергии для потока упругой жидкости в пористой среде [93], которое легло в основу изучения тепловых явлений, связанных с подземным движением жидкостей и газов [92].

Теорию тепловых потоков в пористой среде развивали независимо друг от друга французские гидрогеологи: Р. В. Стальман, И. Р. Иффли и Й. Феррандон. Как следует из работ последнего [100], ими получено уравнение энергии фильтрующей жидкости или газа. Переходя от общей записи к уравнению для идеальной жидкости, авторы упускают из виду эффект Джоуля-Томсона, который в области гидрогеологии, возможно, и не играет такой роли, как в добыче нефти и газа.

Изучение конвективного переноса тепла в пористой среде привело к уточнению представлений о природе передвижного очага горения в пласте [81] и к реализации управляемого горения в модели пласта [56].

Наряду с теплопроводностью конвекция тепла, сопутствующая миграции подземных вод, играет существенную роль в формировании геотермического поля Земли [27].

Кроме термодинамических явлений, происходящих в пласте, большое практическое значение представляют температурные эффекты в стволе скважины, в струе восходящего или нисходящего потоков жидкости или газа. К. Кунц и П. Тиксье [29] с успехом использовали законы теплопроводности и теплопередачи между восходящим потоком в стволе скважины и окружающими горными породами для выделения интервалов притока газа. Надежными источниками информации о продуктивности разреза оказались калориметрические эффекты от смешивания потоков, притекающих в ствол скважины из разных горизонтов с разными исходными температурами [86].

Таким образом, подземная гидрогазодинамика с учетом тепловых явлений превращается в один из разделов термодинамики, в частности в термо-гидродинамику пористой среды или в подземную

термогидравлику, которая находит все более широкое применение в области исследования скважин, контроля разработки нефтяных и газовых залежей, активного воздействия на пласт, а также в нефтяной геологии при изучении путей миграции и процессов образования и разрушения залежей.

В связи с этим необходимо систематически изложить теоретические основы подземной термогидравлики и указать пути практического использования законов подземных тепловых явлений.

Естественно, что для доказательства новых положений подземной термодинамики нужно привлечь математический аппарат. В качестве основного метода для решения дифференциальных уравнений автор использовал операторный метод, обладающий известными преимуществами перед классическими методами, особенно в случае интегрирования дифференциальных уравнений в частных производных с переменными граничными условиями. В последнее время операторные методы с большим успехом внедряются как в физике, так и в технике. Элементарное изложение основ операторного метода дано в работе А. В. Лыкова [37].

Основные результаты вычислений, полученные положения и их следствия формулируются в заключительных разделах по отдельным главам.

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИКИ

§ 1. ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОВЫХ ЯВЛЕНИЙ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Подземные воды и скопления нефти или газа в земной коре размещаются в пустотах горных пород — в кавернах, каналах и трещинах различной структуры, размеров и протяженности, образуя многокомпонентные и многофазные термодинамические системы. Твердую фазу такой системы называют пористым или трещиноватым коллектором в зависимости от характера пустот. Подземные коллекторы характеризуются различными статистическими показателями: пористостью m, поверхностью смачивания f, проницаемостью k, упругостью β, теплоемкостью c, теплопроводностью λ и т. д. В случае макроскопически неоднородного коллектора объемные показатели (m, f, c) являются функциями координат, а показатели переноса тепла и вещества (λ, k) зависят также и от направления переноса.

Особый характер термодинамических процессов, происходящих в многокомпонентной системе или в пористой среде, обусловлен рядом таких факторов как интенсивный теплообмен между компонентами среды благодаря большой площади контакта, наличие конвективного переноса тепла при движении вещества через пористое тело, сильное торможение тепловых эффектов вследствие большой инертной теплоемкости пористого тела, значительное трение при перемещении жидкостей и газов в мелких порах, контактные (поверхностные) капиллярные и химические явления на контактах фаз, неизбежные теплопроводные потери и пр. Комплекс указанных факторов является предметом исследования в настоящей работе за исключением контактных явлений, влиянием которых на данном начальном этапе будем пренебрегать.

В качестве независимых переменных, определяющих термодинамическое состояние пористой среды, принимаем давление p и температуру T. В недрах Земли значения этих параметров медленно, но постоянно изменяются и в течение геологических периодов достигают значительных отклонений. Однако для малых интервалов времени, соответствующих продолжительности периодов разработки нефтяных и газовых залежей, естественное термодинамическое состояние подземных коллекторов, не затронутых разработкой, можно считать практически неизменным, т. е. очень близким к состоянию

термодинамического равновесия. Поэтому, рассматривая термодинамические явления в подземных коллекторах, будем полагать, что исходное состояние залежей нефти и газа до начала их разработки отвечает состоянию термодинамического равновесия.

Представление о термодинамическом равновесии, к которому стремится всякая ограниченная система в неизменных внешних условиях, положено в основу классической термодинамики. В состоянии термодинамического равновесия прекращается перенос тепла и вещества, а статистические или макроскопические параметры, характеризующие систему, сохраняют постоянное значение во времени. Небольшие случайные отклонения от равновесного состояния, наблюдающиеся в пределах малых объемов системы, или так называемые флюктуации существенно не меняют макроскопической картины равновесия системы в целом.

Любое нарушение гидростатического состояния уравновешенной пластовой системы влечет за собой и нарушение ее термодинамического равновесия. Поэтому, изучая термодинамические явления в нефтяной или газовой залежи в процессе разработки, будем встречаться и с неуравновешенными системами. Однако благодаря очень медленному течению термодинамических процессов в пластах можно разложить такую систему на ряд макроскопически малых участков, состояние которых близко квазистатическому, а термодинамические параметры внутри каждого участка принять постоянными, т. е. не зависящими от координат. В пределах каждого такого участка будут выполняться законы классической термодинамики. Взаимодействие между соседними участками будет подчинено законам теплопроводного и конвективного переноса тепла и вещества в пористой среде.

§ 2. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ

Равновесное состояние однородной системы определяется функциональной связью между давлением p, объемом V и температурой T для единицы массы вещества или так называемым уравнением состояния

$$F(p, V, T) = 0. \qquad (I.1)$$

Конкретное представление о температуре как о мере интенсивности теплового движения впервые получено в молекулярной физике. Оказалось, что кинетическая энергия теплового движения в каждой степени свободы молекулы одинакова для всех веществ, находящихся в контакте в состоянии термодинамического равновесия независимо от массы молекул того или иного вещества и от числа их степеней свободы. Через зону контакта разных тел выравниваются кинетические энергии поступательного движения молекул, а с позиций термодинамики выравниваются температуры соприкасающихся тел. Методами статистической физики выводится также и уравнение состояния для идеализированных молекулярных систем. Уравнение

состояния реального вещества необходимо проверить и уточнить опытным путем. Значение уравнения состояния чрезвычайно важно, так как законы термодинамики только тогда приобретают конкретное прикладное значение, когда вид функции (I. 1) известен.

Из общего уравнения состояния (I. 1) вытекает следующее общее соотношение

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V \left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_p \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T = -1. \qquad (I.2)$$

Соотношение (I. 2) позволяет установить общую взаимосвязь между коэффициентами температурного расширения α, объемной упругости β и температурным модулем упругости δ, где

$$\alpha = \frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p; \quad \beta = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T; \quad \delta = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V. \qquad (I.3)$$

Из определений (I. 2) и (1. 3) следует, что

$$\alpha = \beta\delta. \qquad (I.4)$$

Уравнение состояния для идеального газа имеет вид

$$pV = RT, \qquad (I.5)$$

где R — газовая постоянная в *кГ · см/кг · °С*. Универсальная газовая постоянная для 1 кмоля равна $m \cdot R = 847\,800$ *кГ · см/моль · °С*, где m — молекулярный вес.

Уравнение (I. 5) хорошо описывает состояние сильно разреженных реальных газов.

Состояние реальных газов удобно определять по формуле

$$pV = zRT, \qquad (I.6)$$

где z — опытный поправочный коэффициент — функция давления p и температуры T, — указывающий на относительное отклонение произведения pV реального газа от идеального. Следует отметить, что формула (I. 6) для технических целей достаточно точная и более простая, чем формулы Ван-дер-Ваальса или Клаузиуса; при этом понятие параметра z содержит определенный физический смысл.

Значения параметра z как функции давления и температуры определяются опытным путем и оформляются в виде графиков; они выражают итог взаимодействия между молекулярными силами притяжения и отталкивания. Для малых давлений и низких температур значение z обычно меньше единицы, а для больших давлений и высоких температур — больше единицы. Случай $z = 1$ отвечает такому соотношению молекулярных сил, которое имеется в идеальном газе, случай $z < 1$ — преобладанию сил притяжения, случай $z > 1$ — преобладанию сил отталкивания.

На рис. 1 [5] приводится график значений коэффициента z для углеводородных газов в функции приведенных безразмерных температур T_R и давлений p_R.

Значения приведенных параметров отвечают отношениям наблюдаемых значений к критическим в абсолютных единицах

$$p_R = \frac{p}{p_к}; \quad T_R = \frac{T}{T_к}. \tag{I.7}$$

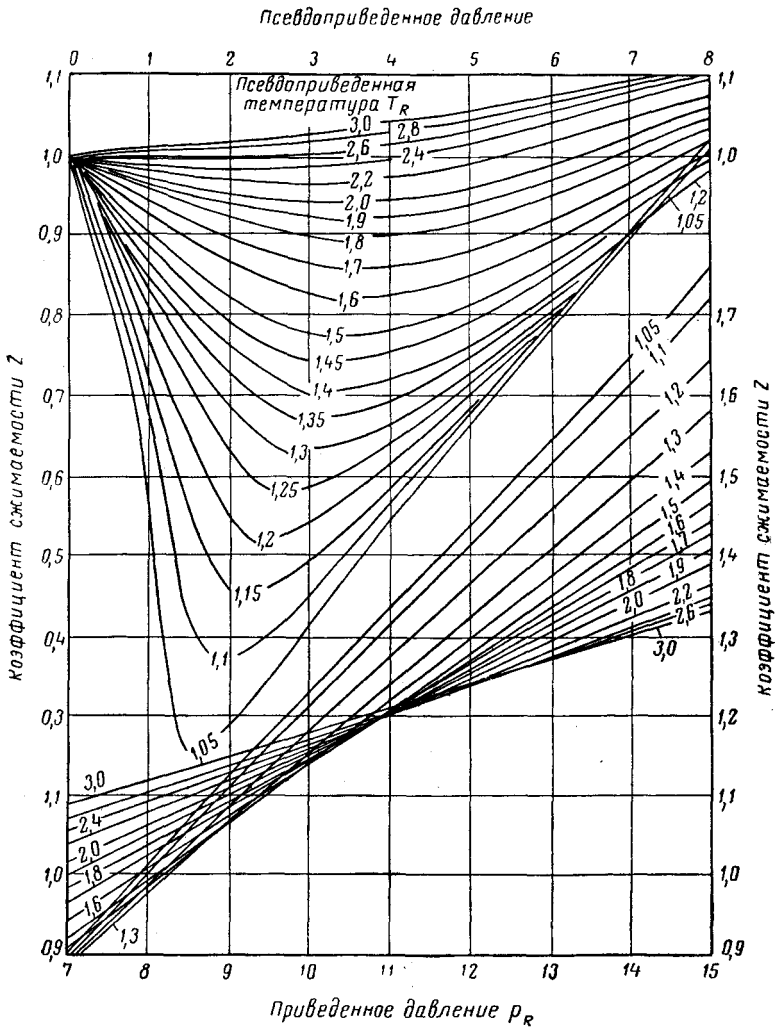

Рис. 1. Коэффициент для углеводородных газов в функции приведенных давлений p_R и температур T_R.

В табл. 1 приведены значения критических температур и давлений для некоторых в основном углеводородных газов [5].

Уравнение состояния жидких и твердых тел дается обычно в виде экспериментальных графиков функций (I. 3) — упругости,

Таблица 1. Физические свойства компонентов попутных нефтяных газов

Газ	Химическая формула	Молекулярный вес	Критические параметры		
			Температура		Абсолютное давление, $кГ/см^2$
			°C	°K	
Метан	CH_4	16,04	—82,4	190,7	45,8
Этан	C_2H_6	30,07	32,3	305,4	48,2
Пропан	C_3H_8	44,09	96,8	369,9	42,0
Бутан	C_4H_{10}	58,12	153,1	426,2	36,0
Изобутан	C_4H_{10}	58,12	134,0	407,1	36,9
Пентан	C_5H_{12}	72,15	197,2	470,3	33,0
Изопентан	C_5H_{12}	72,15	187,8	460,9	32,9
Двуокись углеводорода	CO_2	44,01	30,5	303,6	73,0
Сероводород	H_2S	34,08	100,5	373,6	89,0
Азот	N_2	28,02	—147,2	125,9	33,4

температурного расширения и пр. Вообще вместо уравнения состояния типа (I. 1) может быть задана любая термодинамическая функция, о чем более подробно будет сказано дальше. По существу температура, выраженная в явном виде из уравнения состояния (I. 1) как функция внешних параметров p и V, является также термодинамической функцией, а именно

$$T = \varphi(p, V), \tag{I. 8}$$

полный дифференциал которой равен

$$dT = \left(\frac{\partial \varphi(p, V)}{\partial p}\right)_V dp + \left(\frac{\partial \varphi(p, V)}{\partial V}\right)_p dV. \tag{I. 9}$$

Из сопоставления (I. 3) и (I. 9) вытекает физический смысл частных производных, а именно: $\left(\frac{\partial \varphi}{\partial p}\right)_V = \frac{1}{\delta}$; $V\left(\frac{\partial \varphi}{\partial V}\right)_p = \frac{1}{\alpha}$. Таким образом, выражение (I. 9) можно записать так

$$dT = \frac{dp}{\delta} + \frac{d \ln V}{\alpha}. \tag{I. 10}$$

Уравнение (I. 10) и опытные кривые $\delta(p, V)$ и $\alpha(p, V)$ могут заменить уравнение состояния.

§ 3. НАЧАЛА ТЕРМОДИНАМИКИ

Полная энергия единицы массы системы может быть представлена в виде суммы трех членов

$$E = E_w + E_z + \frac{U}{A}, \tag{I. 11}$$

где E_w и E_z — кинетическая и потенциальная энергии единицы массы во внешнем потенциальном поле в $кГ \cdot м/кг$; U — внутренняя

энергия в *ккал/кг* как термодинамическая функция внешних параметров p, V и температуры T; $A = 2{,}344 \cdot 10^{-3}$ *ккал/кГ · м* — тепловой эквивалент работы.

Первое начало термодинамики является частным случаем общего закона сохранения энергии и может быть выражено так

$$dQ = A\,dE + A\,dL. \tag{I. 12}$$

Здесь Q — тепло, подведенное к системе в *ккал/кг*; L — внешняя механическая работа, произведенная системой, в *кГ · м/кг*.

Если система находится в покое и внешние силы на нее не действуют, т. е. $E_w = E_z = 0$, то приращение внутренней энергии определяется так

$$dU = dQ - Ap\,dV. \tag{I. 13}$$

Математическое выражение второго начала термодинамики для общего случая имеет вид

$$dQ = T\,ds, \tag{I. 14}$$

где s — термодинамическая функция, называемая энтропией системы, в *ккал/кг · °К*. Энтропия является однозначной функцией состояния системы и определяется двумя независимыми параметрами (V и p, p и T или T и V). Энтропия сложной системы равна сумме энтропий ее частей.

Знак равенства в формуле (I. 14) относится к обратимым термодинамическим процессам, протекающим в квазистатических условиях. Считается доказанным, что энтропия изолированной системы тел ни при каких обстоятельствах не может быть уменьшена.

Для быстропротекающих необратимых термодинамических процессов энтропия системы возрастает без какой-либо передачи тепла или

$$\frac{dQ}{T} < ds. \tag{I. 15}$$

Согласно третьему началу термодинамики, все термодинамические функции в области нулевой абсолютной температуры, т. е. $T \to 0$ перестают зависеть от температуры; это значит, их частные производные по температуре обращаются в нуль.

Ограничиваясь рассмотрением трех термодинамических функций — температуры T, внутренней энергии U и энтропии s, можно было бы построить всю термодинамику. Однако многие положения термодинамики объясняются проще и более наглядно, если ввести и другие термодинамические функции.

§ 4. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ

Одной из характеристических термодинамических функций является, как уже было сказано, энтропия системы s. Из (I. 14) следует, что процессы, происходящие при постоянной энтропии, или так называемые адиабатические процессы

протекают без теплообмена с окружающей средой, т. е. при условии

$$dQ_s = 0. \tag{I.16}$$

В процессах, протекающих при постоянной температуре, или в изотермических процессах теплообмен с окружающей средой определяется простым соотношением

$$\Delta Q_T = T(s_2 - s_1). \tag{I.17}$$

Внутренняя энергия (I.13) с учетом (I.14) может быть выражена так

$$dU = T\,ds - Ap\,dV. \tag{I.18}$$

Термодинамический процесс, протекающий при постоянном объеме системы ($V = \text{const}$), характеризуется, как следует из (I.18), теплообменом с окружающей средой, причем все переданное системе тепло идет на увеличение внутренней энергии системы или

$$\Delta Q_v = U_2 - U_1. \tag{I.19}$$

Поэтому теплоемкость системы c_v при постоянном объеме может быть выражена частной производной внутренней энергии по температуре

$$c_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_v. \tag{I.20}$$

Из (I.18) также видно, что внешняя работа при адиабатических процессах ($S = \text{const}$) совершается за счет убыли внутренней энергии системы

$$dU = -Ap\,dV. \tag{I.21}$$

Энтальпией системы I называют следующую термодинамическую функцию

$$I = U + ApV \tag{I.22}$$

или в дифференциальном выражении после подстановки (I.18)

$$dI = T\,ds + A\,V\,dp. \tag{I.23}$$

Значит, теплообмен системы с окружающей средой в процессах, характеризующихся постоянным давлением $p = \text{const}$ или в так называемых изобарных процессах, отвечает изменению энтальпии системы

$$\Delta Q_p = I_2 - I_1. \tag{I.24}$$

Поэтому теплоемкость системы c_p при постоянном внешнем давлении определяется частной производной энтальпии по температуре или

$$c_p = \left(\frac{\partial I}{\partial T}\right)_p. \tag{I.25}$$

Изменение энтальпии при адиабатических процессах (S = const) подчиняется условно формуле

$$dI_s = AV\,dp. \tag{I. 26}$$

Свободной энергией системы называется термодинамическая функция

$$F = U - Ts. \tag{I. 27}$$

Из (I. 18) следует, что дифференциал свободной энергии может быть выражен так

$$dF = -s\,dT - Ap\,dV. \tag{I. 28}$$

При изотермическом процессе (T = const) из (I. 28) следует, что внешняя работа системы равна убыли ее свободной энергии

$$-dF_T = +A_p dV. \tag{I. 29}$$

Убыль свободной энергии при изотермических процессах соответствует внешней работе, выполненной системой (I. 29). Свободная энергия играет такую же роль при изотермических процессах, какую внутренняя энергия при адиабатических (I. 21).

Частная производная свободной энергии по температуре отвечает энтропии системы с обратным знаком

$$\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V = -s. \tag{I. 30}$$

Термодинамическим потенциалом или свободной энергией Гиббса называется следующая функция

$$\Phi = F + ApV. \tag{I. 31}$$

В дифференциальном виде термодинамический потенциал можно выразить так

$$d\Phi = -s\,dT + AV\,dp. \tag{I. 32}$$

Из выражения (I. 32) вытекают следующие соотношения

$$d\Phi_T = AV\,dp; \tag{I. 33}$$

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial T}\right)_p = -s. \tag{I. 34}$$

Приведенные выше общие термодинамические соотношения приобретают конкретный смысл, когда известен характер процесса и уравнения состояния (I. 1). Для строгого анализа термодинамических процессов в пористой среде необходимо знать уравнения состояния всех ее компонентов; но это чрезвычайно сложно. Значительно проще и для практических целей, по-видимому, вполне достаточно ограничиться изучением термодинамических процессов, происходящих

в подвижных фазах пористой среды, рассматривая твердую фазу как инертную тепловую емкость.

Как дальше увидим, термодинамические процессы в пористой среде удобно выражать с помощью двух характеристических термодинамических функций — энтропии и энтальпии. Поэтому в следующих разделах остановимся более подробно на особенностях адиабатических и дроссельных процессов.

§ 5. АДИАБАТИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС

Дифференциал энтропии может быть выражен следующей функцией внешних параметров и температуры [26]

$$ds = \frac{c_p}{T} dT - A \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p dp. \tag{I.35}$$

Для квазистатических адиабатических процессов в изолированных системах, когда энтропия системы сохраняет постоянное значение ($ds = 0$), уравнение (I. 35) дает связь между температурой и давлением, а именно

$$dT = \frac{AV}{c_p} \frac{T}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p dp. \tag{I.36}$$

Обозначим коэффициент при dp через η_s или

$$\eta_s = \frac{AV}{c_p} \alpha T, \tag{I.37}$$

где α — термическое расширение по формуле (I. 5).

Коэффициент η_s, определяющий изменение температуры вещества в изолированной системе в зависимости от изменения давления, будем называть дифференциальным адиабатическим коэффициентом. Для небольших пределов изменений давления удобно пользоваться усредненным или так называемым интегральным значением адиабатического коэффициента $\bar{\eta}_s$

$$\Delta T = \bar{\eta}_s \Delta p. \tag{I.38}$$

Знак коэффициента η_s зависит от знака коэффициента температурного расширения α. Как правило $\alpha > 0$, следовательно, и $\eta_s > > 0$, т. е. всякое вещество при адиабатическом сжатии нагревается. Исключением является вода, которая в ограниченном интервале температур (от нуля до 4° С) отличается отрицательным значением $\alpha_b < 0$ и, очевидно, отрицательным значением коэффициента $\eta_{s\,в} < < 0$. В этих условиях вода при адиабатическом сжатии будет охлаждаться. При температуре воды 4° С $\alpha_в = 0$, значит, и $\eta_{s\,в} = 0$, т. е. адиабатический процесс в данном случае совпадает с изотермическим.

Представление о значениях коэффициентов η_s для реальных жидкостей при температуре 20° С можно получить по данным табл. 2.

Таблица 2

Жидкость	c_p, ккал/кг·°С	$10^3\,\gamma$, Г/см³	$10^3\,\alpha = \frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$, град$^{-1}$	$10^2\,\eta_s$, °С/ат
Вода	1,00	0,998	0,21	0,15
Бензин	0,41	0,705	1,24	2,96
Бензол	0,41	0,881	1,06	2,01
Керосин	0,52	0,800	0,90	1,49
Масло машинное	0,55	0,900	0,80	1,11
Нефть	0,50	0,850	0,85	1,37
Глицерин	0,58	1,260	0,53	0,50
Спирт метиловый	0,60	0,810	1,22	1,73
Спирт этиловый	0,58	0,790	1,10	1,66
Скипидар	0,42	0,870	0,94	1,78
Ртуть	0,033	13,560	0,18	0,28
Na · K*	0,30	0,870	0,26	0,681

* Жидкий сплав натрий — калий, содержащий по весу 25% Na и 75% K.

Как видно из таблицы, адиабатическое нагревание жидкостей незначительно — от 0,15 до 3° С на 100 *кГ/см²* повышения давления. Коэффициент η_s минимален для металлов и воды, а максимален для нефти и нефтепродуктов.

В газовой среде адиабатический температурный эффект проявляется очень сильно особенно при невысоких давлениях. Используя уравнение состояния идеального газа (I. 5), получим из (I. 37)

$$\eta_{s\,и} = \frac{k-1}{k}\,\frac{T}{p}, \tag{1.39}$$

где $k = \frac{c_p}{c_v}$ — показатель адиабаты.

Например, для воздуха ($k = 1{,}41$) при атмосферном давлении, $p = 1$ *кГ/см²* и температуре 20° С или 293° К из (I. 39) получим, что $\eta_s = 83$ °С/*ат*.

Из уравнения состояния реальных газов (I. 6) и (I. 37) находим

$$\eta_s = \frac{k-1}{k}\,\frac{T}{p}\left[1 + \frac{T}{z}\left(\frac{\partial z}{\partial T}\right)_p\right]. \tag{1.40}$$

Как видно, коэффициент η_s для реальных газов может быть больше или меньше, чем для идеального газа в зависимости от знака частной производной.

С помощью табл. 1, рис. 1 и формул (I. 7) и (I. 40) можно вычислить значения дифференциальных коэффициентов η_s для любого состояния $(p_R,\ T_R)$ реального газа.

В случае больших колебаний давлений адиабатические изменения температур можно определять по энтропийной диаграмме [14], показанной на рис. 2 для углеводородных газов в безразмерных параметрах

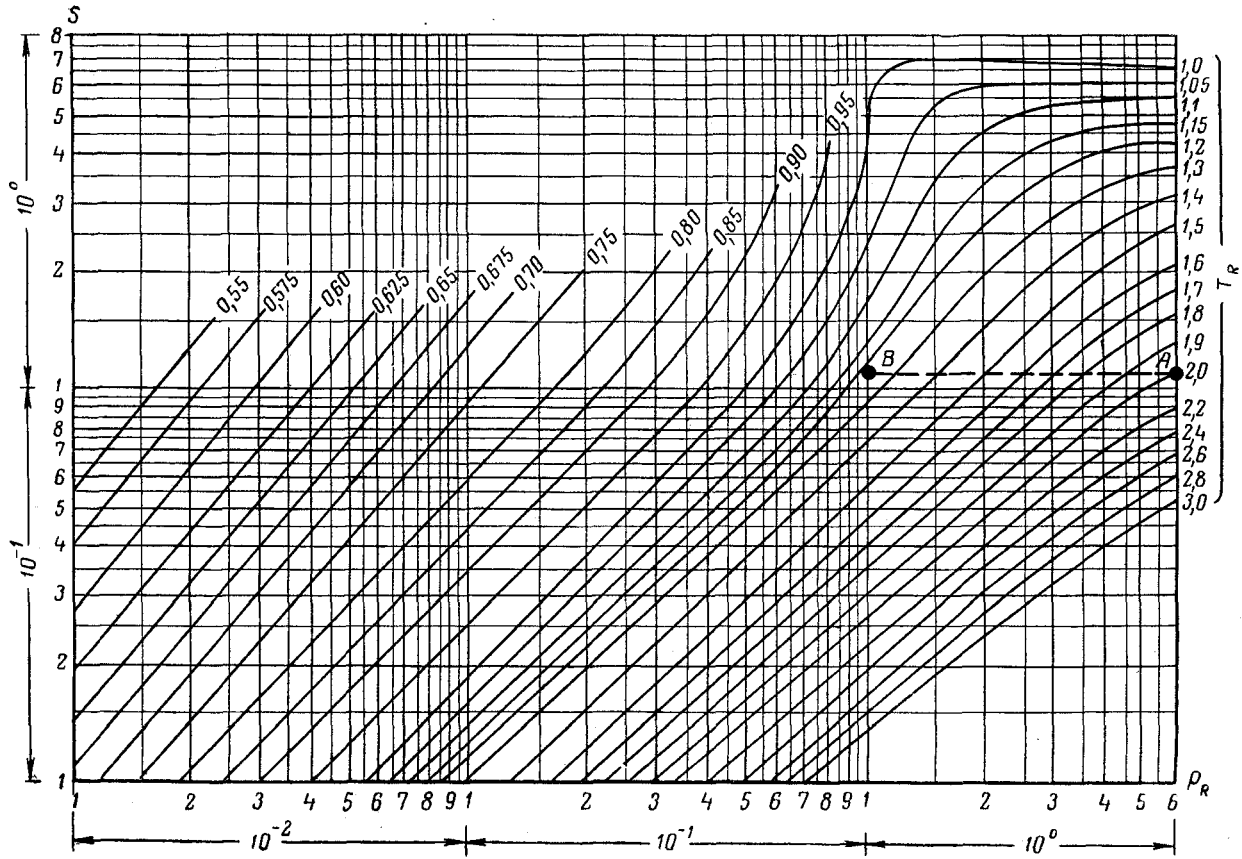

Рис. 2. Энтропия S углеводородных газов в функции приведенных давлений p_R и температур T_R.

p_R и T_R. Из начальной точки $A\,(p_R,\ T_R)$ по линии $S = \text{const}$ подходим к конечной точке $B\,(P_{Rk},\ T_{Rk})$, где отсчитываем по графику конечную температуру T_{Rk}.

В пористой среде всякое изменение температуры одного компонента неизбежно связано с теплообменом между остальными компонентами среды, поэтому адиабатический процесс в отдельно рассматриваемой фазе пористой среды не реален. Адиабатическим процессам может подвергаться пористая среда как изолированная система в целом. Характер таких процессов зависит также от законов теплоотдачи и теплообмена между компонентами пористой среды.

§ 6. ДРОССЕЛЬНЫЙ ПРОЦЕСС

Полный дифференциал энтальпии выражается следующей функцией внешних параметров и температуры [26]

$$dI = c_p\,dT + AV\left[1 - \frac{T}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p\right]dp. \qquad (I.41)$$

Для изоэнтальпийных процессов, когда $I = \text{const}$, уравнение (I. 41) дает соотношение между температурой и давлением

$$dT = -\frac{AV}{c_p}\left[1 - \frac{T}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p\right]dp. \qquad (I.42)$$

Коэффициент $$\varepsilon_I = \frac{AV}{c_p}(1 - \alpha T) \qquad (I.43)$$

называют дифференциальным коэффициентом Джоуля-Томсона.

В случае небольших колебаний давлений для определения температур можно пользоваться усредненным или интегральным значением коэффициента Джоуля-Томсона $\bar{\varepsilon}_I$

$$\Delta T = -\bar{\varepsilon}_I\,\Delta p. \qquad (I.44)$$

Изоэнтальпийный процесс (как и адиабатический) протекает в изолированной системе без теплообмена с окружающей средой. Различие между ними состоит в том, что в адиабатическом процессе внешняя работа совершается за счет понижения внутренней энергии системы, а при изоэнтальпийном процессе работа, выполняемая системой, превращается в тепло, которое остается в системе. Классическими примерами изоэнтальпийного движения являются движения идеальной несжимаемой жидкости и идеального газа в пористой среде без внешних теплопроводных потерь.

В идеально жесткой жидкости термическое расширение отсутствует или $\alpha = 0$. Значит для такой жидкости из (I. 43) получаем

$$\varepsilon_I = \frac{AV}{c_p} \qquad (I.45)$$

Несжимаемая жидкость может перемещаться в пористой среде и преодолевать гидравлические сопротивления только за счет работы внешних сил

$$\Delta L = V(p_2 - p_1), \tag{I. 46}$$

где p_2 и p_1 — давления на двух эквипотенциальных поверхностях пористой среды.

При постоянной скорости фильтрации вся работа (I. 46) расходуется на преодоление сил трения и целиком превращается в тепловую энергию, что приводит к повышению температуры жидкости по пути движения. Таким образом, определение (I. 45) вытекает не только из (I. 43), но также из выражения (I. 46) на основании закона сохранения энергии

$$c_p \Delta T = AV\,dp. \tag{I. 47}$$

Коэффициент термического расширения идеального газа $\alpha = \frac{1}{T}$; после подстановки в (I. 43) получаем

$$\varepsilon_I = 0. \tag{I. 48}$$

Значит, дросселирование идеального газа является по существу изотермическим процессом. При изотермическом процессе идеального газа имеем $\Delta L = p_2V_2 - p_1V_1$, т. е. работа внешних сил в данном случае равна нулю и поэтому температура не меняется.

Согласно выражениям (I. 37) и (I. 43), коэффициент Джоуля — Томсона можно представить так

$$\varepsilon_I = \frac{AV}{c_p} - \eta_s. \tag{I. 49}$$

Первый член правой части равенства (I. 49) определяет нагревание вещества по пути движения за счет работы сил трения, второй — охлаждение за счет адиабатического расширения.

Для жидкостей $\frac{AV}{c_p} \gg \eta_s$ или $\alpha T \ll 1$, следовательно, все жидкости, насыщающие пористую среду, нагреваются по пути движения. Пределы изменений температуры жидкостей при дроссельном движении и температуре 20° С даны в табл. 3.

Как видно из табл. 3, нагревание нефтей и нефтепродуктов при дроссельном движении достигает 5° С на 100 *кГ/см*^{2} депрессии. Еще сильнее нагреваются жидкие металлы — до 9° С на 100 *кГ/см*^{2} депрессии.

Коэффициент Джоуля-Томсона для реальных газов получаем из (I. 43) с учетом уравнения состояния (I. 6), а именно

$$\varepsilon_I = \frac{k-1}{k} \frac{T^2}{p} \left(\frac{\partial z}{\partial T}\right)_p. \tag{I. 50}$$

В данном случае знак эффекта Джоуля-Томсона зависит от знака частной производной $\left(\frac{\partial z}{\partial T}\right)_p$. В точках, где $\left(\frac{\partial z}{\partial T}\right)_p = 0$, коэффициент

Таблица 3

Жидкость	c_p, ккал/кг·°С	$10^3\gamma$, Г/см³	$10^2\frac{AV}{c_p}$, °С/ат	$10^2\eta_s$, °С/ат	$10^2\varepsilon_I$, °С/ат
Вода	1,00	0,998	2,35	0,15	2,20
Бензин	0,41	0,705	8,06	2,96	5,10
Бензол	0,41	0,881	6,48	2,01	4,47
Керосин	0,52	0,800	5,62	1,49	4,13
Масло машинное	0,55	0,900	4,73	1,11	3,62
Нефть	0,50	0,850	5,51	1,37	4,14
Глицерин	0,58	1,260	3,20	0,50	2,70
Спирт метиловый	0,60	0,816	4,78	1,73	3,05
Спирт этиловый	0,58	0,790	5,12	1,66	3,46
Скипидар	0,42	0,870	6,42	1,78	4,64
Ртуть	0,033	13,560	5,22	0,28	4,94
Na · K*	0,30	0,870	8,99	0,68	8,31

* Жидкий сплав Na — 25% и K — 75%.

$\varepsilon_I = 0$, эти точки называют точками инверсии. В точке инверсии коэффициент ε_i меняет знак: ниже температуры инверсии $\left(\frac{\partial z}{\partial T}\right)_p > 0$ или $\varepsilon_I < 0$, т. е. газ по пути движения в пористой среде охлаждается выше точки инверсии $\left(\frac{\partial z}{\partial T}\right)_p < 0$; $\varepsilon_I > 0$, и газ, движущийся в пористой среде, нагревается.

Кривая точек инверсии соответствует линии поворота сетки линий $z\,(p_R,\ T_R)$ на рис. 1. Как видно, температура инверсии нефтяных газов достаточно высока и в практике эксплуатации газовых месторождений рассматривают только эффект охлаждения газов по пути движения к скважине. Значения дифференциальных коэффициентов ε_I для углеводородных газов вмещаются в пределах от —0,3 до —0,60 °С/*ат*, что по абсолютной величине примерно в 10 раз больше, чем для жидких углеводородов.

Для графических определений интегрального эффекта Джоуля-Томсона приводим на рис. 3 энтальпийную диаграмму из работы [42]. Пунктирная линия разделяет область положительного и отрицательного температурного эффекта дроссельного движения.

Для определения температурной кривой дроссельного процесса следует найти исходную точку $A\,(p_R,\ T_R)$. Например, для метана $p_к = 45{,}8$ *кГ/см²*, $T_к = 191°$ К. При начальном пластовом давлении $p = 320$ *кГ/см²* и температуре $T = 382°$ К, вычислив приведенные значения $p_R = 320 : 45{,}8 = 7$ и $T_R = \frac{382}{191} = 2$, находим точку A (7; 2) на рис. 3 и проводим линию $I = \text{const}$ от этой точки до конечной точки $B\,(p,\ T)$. В данном случае на рис. 3 точка B отвечает конечному давлению $p_R = 1$ или $p = 45{,}8$ *кГ/см²* и температуре

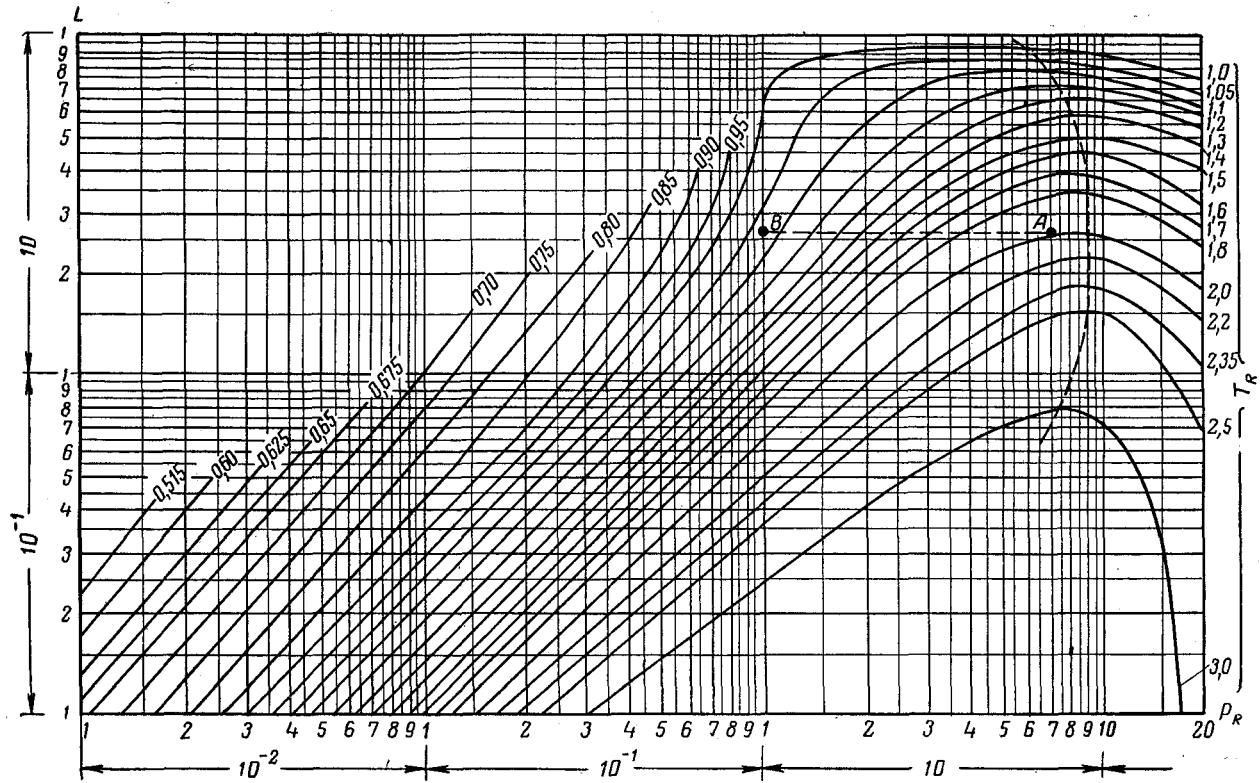

Рис. 3. Энтальпия i углеводородных газов в функции приведенных давлений p_R и температур T_R.

$T_R = 1{,}22$ или $-41°$ С. Путем переноса точек пересечения линии AB с кривыми $T_R = \text{const}$ в координаты $[T, p]$ получаем зависимость $T_I = f(p)$ для заданного дроссельного процесса. Производная этой функции отвечает значению дифференциального коэффициента Джоуля-Томсона, которое обычно увеличивается по мере снижения давления. Поэтому в очень больших интервалах давлений усреднение значения ε_I может привести к значительным погрешностям. Но, как показал опыт, при высоких пластовых давлениях порядка 200—300 *кГ/см*^{2} можно без больших опасений пользоваться средними, т. е. интегральными значениями коэффициента $\bar{\varepsilon}_I$, в интервалах давлений от 50 до 100 *кГ/см*^{2}, что в значительной мере упрощает математический анализ дроссельного движения в пористой среде. Интервалы давлений порядка 50—100 *кГ/см*^{2} обычно не выходят за пределы применяемых на газовых промыслах депрессий. Однако сказанное выше не следует распространять на любые случаи. Для каждого конкретного пластового газа следует построить кривую $T_I = f.(p)$ и по ее характеру решить вопрос о рациональных интервалах усреднений коэффициента Джоуля-Томсона.

ТЕПЛООБМЕН В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

§ 1. ПОСТАНОВКА ПРОБЛЕМЫ

Аналитические исследования термодинамических процессов, происходящих в пористой среде, существенно усложнятся в случаях, когда необходимо учитывать разницу температур между твердым скелетом пористого тела и насыщающей его жидкостью или газом.

Для упрощения аналитических операций часто допускают, что температуры компонентов пористой среды выравниваются относительно быстро благодаря большой поверхности контакта и такое допущение не приводит, видимо, к существенным погрешностям.

Предположение о равенстве температур всех компонентов в рассматриваемом элементе объема пористой среды было положено в основу многих работ. Однако аналитическое обоснование этого предположения дано в работах [75, 92, 99].

А. Анцелиус [99] и И. А. Чарный [75], рассматривая задачи нагревания пористого тела потоком горячей жидкости, фильтрующейся через поры, учитывали в качестве первого приближения закон теплопередачи Ньютона

$$q = a\,\Omega\,(T - \theta), \qquad (II.1)$$

где q — мощность теплового потока, нагревающего единицу объема пористого тела; Ω — поверхность смачивания в единице объема пористой среды; T — температура жидкости; Θ — температура пористого тела; a — постоянный коэффициент теплоотдачи через единицу площади поверхности смачивания.

В действительности процесс выравнивания температур между компонентами пористой среды сложнее и зависит не только от площади поверхности смачивания и разности температур, но, несомненно, и от размеров зерен и пор, коэффициентов теплопроводности и скорости фильтрации. До тех пор, пока отсутствуют более точные исследования в этой области трудно сказать, в какой степени зависимость (II. 1) отображает действительность.

Поскольку проблема теплопередачи в пористом теле постоянно возникает при рассмотрении любого температурного процесса в пористой среде, то важно изучить ее в более точной постановке.

Теплообмен между твердой и жидкой фазами пористой среды совершается через поверхность смачивания, которая может рассмат-

риваться как поверхность практически совершенного теплового контакта. Температура в точке совершенного теплового контакта будет одинаковая для твердой и жидкой фаз. Характер процесса теплообмена обусловлен в данном случае формой, размерами и термическими коэффициентами соприкасающихся тел. Площадь поверхности смачивания может быть вычислена по усредненным параметрам пористой среды, например по формуле, приведенной в работе [91]

$$\Omega \approx 6{,}31 \cdot 10^3 m \sqrt{\frac{m}{k}}, \qquad \text{(II. 2)}$$

где m — пористость, k — проницаемость в $д$.

Процесс теплопередачи в пористой среде можно моделировать в первом приближении одномерным тепловым потоком. Для этого следует развернуть площадь поверхности смачивания на плоскость. Тогда усредненная толщина слоев жидкой и твердой фазы пористой среды будет определяться формулами

$$h_{ж} = \frac{m}{\Omega}; \quad h_{т} = \frac{1-m}{\Omega}. \qquad \text{(II. 3)}$$

Для конкретного представления о порядке значений поверхности смачивания Ω и толщин $h_{ж}$ и $h_{т}$ примем $m = 0{,}178$, $k = 0{,}1$ $д$ и определим по формуле (II. 2) удельную площадь $\Omega = 1500$ $см^2/см^3$, а затем по формуле (II. 3) найдем, что $h_{ж} = 1{,}2 \cdot 10^{-4}$ $см$; $h_{т} = 5{,}4 \cdot 10^{-4}$ $см$. Значит, процесс теплообмена в пористой среде можно моделировать системой двух чрезвычайно тонких соприкасающихся неограниченных пластинок.

В сцементированном песчанике процесс теплопередачи будет отображаться, видимо, точнее трубкой с внутренней поверхностью смачивания Ω, заполненной объемом жидкости m. В этом случае внутренний радиус трубки $r_0 = 2\, h_{ж}$.

В рыхлом песке процесс теплообмена следовало бы изучать на пространственной модели — на шарике породы, смоченном тонкой пленкой жидкости. Толщина пленки жидкости на шарике будет в данном случае несколько меньше, чем толщина плоского слоя жидкости по формуле (II. 3).

Для получения ответа на вопрос, следует или не следует учитывать разницу температур между компонентами при изучении тепловых процессов в пористой среде, достаточно, на наш взгляд, решить одну из указанных выше задач контактного теплообмена (параллельную, радиальную, и пространственную), так как продолжительность выравнивания температур во всех трех случаях будет одного порядка. Поэтому ограничиваемся решением самой простой, одномерной задачи в двухвариантах, а именно: для случая мгновенного внедрения жидкости в пористое тело и для случая непрерывного нагнетания жидкости в пористую среду.

§ 2. ВЫРАВНИВАНИЕ ТЕМПЕРАТУР ПОСЛЕ МГНОВЕННОГО ВНЕДРЕНИЯ ЖИДКОСТИ В ПОРИСТОЕ ТЕЛО

Увеличение скорости фильтрации способствует увеличению разности температур между жидкостью и пористым телом. Максимальная разница температур будет, очевидно, в момент внедрения жидкости в породу. Мгновенное насыщение пористого тела жидкостью приводит в тепловой контакт две фазы на большой площади. Поэтому задачу теплопередачи в пористой среде будем решать в следующей постановке: две неограниченные однородные пластинки 1 и 2 с различными начальными температурами приводятся в соприкосновение в момент времени $t = 0$. Температуры пластинок в плоскости соприкосновения принимаются равными. Тепловой поток через внешние несоприкасающиеся поверхности пластинок принимается равным нулю. Требуется найти разность средних температур пластинок как функцию времени t.

Обозначения толщины пластинок h, температур T, коэффициентов теплопроводностей λ, теплоемкостей c и температуропроводностей a будем отмечать индексами 1 и 2 соответственно номерам пластинок. Начало координат $x = 0$ поместим в плоскости соприкосновения. Тогда начальные условия можно будет записать так:

условие постоянных начальных температур пластинок

$$T_1(x, 0) = T_{0_1}; \quad T_2(x, 0) = T_{0_2}; \tag{II.4}$$

условие равных температур в плоскости соприкосновения пластинок

$$T_1(0, t) = T_2(0, t); \tag{II.5}$$

условие равных тепловых потоков через плоскость соприкосновения

$$\underset{|x \to 0|}{q_0(t)} = -\lambda_1 \frac{\partial T_1(x, t)}{dx} = -\lambda_2 \frac{\partial T_2(x, t)}{dx}; \tag{II.6}$$

условие тепловой непроницаемости наружных поверхностей пластинок

$$\frac{\partial T_1(x, t)}{dx} = \frac{\partial T_2(x, t)}{dx} = 0. \tag{II.7}$$

$$x = -h_1 \qquad x = h_2$$

Распространение температур в пластинках будет отвечать системе дифференциальных уравнений в частных производных

$$a_1 \frac{\partial^2 T_1(x, t)}{\partial x_2} = \frac{\partial T_1(x, t)}{\partial t}; \tag{II.8}$$

$$a_2 = \frac{\partial^2 T_2(x, t)}{\partial x_2} = \frac{\partial T_2(x, t)}{\partial t}. \tag{II.9}$$

Поставленную задачу удобно решать операторным методом. После преобразования частных производных температуры по времени (по Лапласу)

$$T(x, t) \dashv\vdash T_и(x, s); \quad \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} \dashv\vdash sT_и(x, s) - T_0 \tag{II.10}$$

получаем вместо системы дифференциальных уравнений (II. 8) и (II. 9) в частных производных систему обыкновенных дифференциальных уравнений для изображения $T_и$

$$a_1 \frac{d^2 T_{и_1}(x, s)}{dx^2} = s T_{и_1}(x, s) - T_{0_1}; \qquad (II.11)$$

$$a_2 \frac{d^2 T_{и_2}(x, s)}{dx^2} = s T_{и_2}(x, s) - T_{0_2}. \qquad (II.12)$$

Общее решение этой системы уравнений имеет вид

$$T_{и_1}(x, s) = \frac{T_{0_1}}{s} + A_1 \operatorname{sh} \sqrt{\frac{s}{a_1}}\, x + B_1 \operatorname{ch} \sqrt{\frac{s}{a_1}}\, x; \qquad (II.13)$$

$$T_{и_2}(x, s) = \frac{T_{0_2}}{s} + A_2 \operatorname{sh} \sqrt{\frac{s}{a_2}}\, x + B_2 \operatorname{ch} \sqrt{\frac{s}{a_2}}\, x, \qquad (II.14)$$

где постоянные A_1, A_2, B_1 и B_2 определяются из краевых условий.

Условие постоянства начальных температур в пластинках учтено в преобразованиях Лапласа (II. 10). Условия (II. 5), (II. 6) и (II. 7) дают следующую систему алгебраических уравнений

$$\frac{T_{0_1}}{s} + B_1 = \frac{T_{0_2}}{s} + B_2; \qquad (II.15)$$

$$\sqrt{\lambda_1 c_1}\, A_1 = \sqrt{\lambda_2 c_2}\, A_2; \qquad (II.16)$$

$$A_1 \operatorname{ch} \sqrt{\frac{s}{a_1}}\, h_1 = - B_1 \operatorname{sh} \sqrt{\frac{s}{a_1}}\, h_1; \qquad (II.17)$$

$$A_2 \operatorname{ch} \sqrt{\frac{s}{a_2}}\, h_2 = - B_2 \operatorname{sh} \sqrt{\frac{s}{a_2}}\, h_2. \qquad (II.18)$$

Поскольку искомая нами средняя температура пластинок зависит от перетоков тепла через поверхность контакта, которые определяются условиями (II. 6) и (II. 16), то для решения поставленной нами задачи достаточно определить значение постоянной A_1

$$A_1 = \frac{\Delta T_0}{s} \frac{\sqrt{\lambda_2 c_2} \operatorname{sh} \sqrt{\frac{s}{a_1}}\, h_1 \operatorname{sh} \sqrt{\frac{s}{a_2}}\, h_2}{\sqrt{\lambda_1 c_1} \operatorname{sh} \sqrt{\frac{s}{a_1}}\, h_1 \operatorname{ch} \sqrt{\frac{s}{a_2}}\, h_2 + \sqrt{\lambda_2 c_2} \operatorname{ch} \sqrt{\frac{s}{a_1}}\, h_1 \operatorname{sh} \sqrt{\frac{s}{a_2}}\, h_2}, \qquad (II.19)$$

причем $\Delta T_0 = T_{0_1} - T_{0_2}$. Принимаем, что $T_{0_1} > T_{0_2}$.

Подставляя значение (II. 19) в уравнение (II. 16), получаем следующее изображение функции теплового потока через единицу площади поверхности контакта

$$q_0(s) = \frac{\Delta T_0}{s} \times$$

$$\times \frac{\sqrt{\lambda_1 c_1 \lambda_2 c_2} \operatorname{sh} \sqrt{\frac{s}{a_1}}\, h_1 \operatorname{sh} \sqrt{\frac{s}{a_2}}\, h_2}{\sqrt{\lambda_1 c_1} \operatorname{sh} \sqrt{\frac{s}{a_1}}\, h_1 \operatorname{ch} \sqrt{\frac{s}{a_2}}\, h_2 + \sqrt{\lambda_2 c_2} \operatorname{ch} \sqrt{\frac{s}{a_1}}\, h_1 \operatorname{sh} \sqrt{\frac{s}{a_2}}\, h_2}. \qquad (II.20)$$

Суммарная передача тепловой энергии через единицу площади контакта определяется интегралом

$$W_{1,2} = \int_0^t q_0(t)\,dt \qquad \text{(II. 21)}$$

или в изображениях Лапласа

$$W_{\text{и}} = \frac{q_0(s)}{s}. \qquad \text{(II. 22)}$$

По мере нарастания тепловой энергии $W_{1,2}(t)$ изменяется температура пластинок в соответствии с формулами

$$\Delta T_1 = \frac{-W_{1,2}(t)}{c_1 h_1}; \quad \Delta T_2 = \frac{+W_{1,2}(t)}{c_2 h_2}, \qquad \text{(II. 23)}$$

а разность средних температур пластин отвечает выражению

$$\Delta T_{1,2}(t) = \Delta T_0 - \frac{c_1 h_1 + c_2 h_2}{c_1 h_1 c_2 h_2} W_{1,2}(t) \qquad \text{(II. 24)}$$

или в изображении Лапласа с учетом решений (II. 20) и (II. 22)

$$\Delta T(s) = \frac{\Delta T_0}{s}\left[1 - \frac{c_1 h_1 + c_2 h_2}{c_1 h_1 c_2 h_2}\,\frac{1}{\sqrt{s}} \times \right.$$

$$\left. \times \frac{\sqrt{\lambda_1 c_1 \lambda_2 c_2}\ \operatorname{sh}\sqrt{\frac{s}{a_1}}\,h_1 \operatorname{sh}\sqrt{\frac{s}{a_2}}\,h_2}{\sqrt{\lambda_1 c_1}\operatorname{sh}\sqrt{\frac{s}{a_1}}\,h_1 \operatorname{ch}\sqrt{\frac{s}{a_2}}\,h_2 + \sqrt{\lambda_2 c_2}\operatorname{ch}\sqrt{\frac{s}{a_1}}\,h_1 \operatorname{sh}\sqrt{\frac{s}{a_2}}\,h_2}\right]. \qquad \text{(II. 25)}$$

Чтобы упростить переход от решения задачи в изображении (II. 25) к оригиналу, рассмотрим случай контакта пластинок из одного материала. Когда $\lambda_1 = \lambda_2$ и $c_1 = c_2$, решение (II. 25) упрощается так

$$\Delta T(s) = \frac{\Delta T_0}{s} \times$$

$$\times \left[1 - \frac{h_1 + h_2}{h_1 h_2}\sqrt{\frac{a}{s}}\,\frac{\operatorname{sh}\sqrt{\frac{s}{a}}\,h_1 \operatorname{sh}\sqrt{\frac{s}{a}}\,h_2}{\operatorname{sh}\sqrt{\frac{s}{a}}\,(h_1 + h_2)}\right]. \qquad \text{(II. 26)}$$

Можно показать, что второй член правой части равенства (II. 26) есть отношение двух обобщенных полиномов $\Phi(s) : \varphi(s)$, а именно

$$\varphi(s) = s\left[\frac{h_1 + h_2}{\sqrt{a}} + \left(\frac{h_1 + h_2}{\sqrt{a}}\right)^3 \frac{s}{3!} + \left(\frac{h_1 + h_2}{\sqrt{a}}\right)^5 \frac{s^2}{5!} + \ldots + \right]; \qquad \text{(II. 27)}$$

$$\Phi(s) = \frac{h_1 + h_2}{h_1 h_2}\sqrt{a}\,\frac{\operatorname{sh}\sqrt{\frac{s}{a}}\,h_1}{\sqrt{s}}\,\frac{\operatorname{sh}\sqrt{\frac{s}{a}}\,h_2}{\sqrt{s}}. \qquad \text{(II. 28)}$$

Первый член обобщенного полинома $\Phi(s)$ является постоянным числом $b_0 = \frac{h_1+h_2}{\sqrt{a}}$, а полином $\varphi(s)$ не содержит постоянной. Таким образом, условия теоремы разложения Ващенко — Захарченко соблюдены и ее можно применить для перехода от решения для изображения (II. 26) к решению для оригинала.

Теорему разложения запишем так

$$L^{-1}\left(\frac{\Phi(s)}{\varphi(s)}\right) = \sum_{h=1}^{h} \frac{\Phi(s_n)}{\varphi'(s_n)} e^{s_n t}, \qquad (II.29)$$

где s_n — корни полинома $\varphi(s)$.

Для получения корней функции $\varphi(s)$ приравняем выражение (II. 27) к нулю. Тогда найдем корень $s_0 = 0$ и бесчисленное множество корней

$$s_n = -\frac{n^2\pi^2 a}{(h_1+h_2)^2}, \qquad (II.30)$$

где $n = 1, 2, 3$ и т. д. Значения корней (II. 30) определяются из следующего соотношения

$$\operatorname{sh}\sqrt{\frac{s}{a}}(h_1+h_2) = \frac{1}{r}\sin I\sqrt{\frac{s}{a}}(h_1+h_2) = 0. \qquad (II.31)$$

Производная функции $\varphi(s)$ для $s_0 = 0$

$$\lim_{s\to 0}\varphi'(s) = \frac{h_1+h_2}{\sqrt{a}}. \qquad (II.32)$$

Для других корней

$$\varphi'(s_n) = (-1)^n \frac{h_1+h_2}{2\sqrt{a}}. \qquad (II.33)$$

Значение функции $\Phi(s)$ для $s_0 = 0$

$$\Phi(0) = \frac{h_1+h_2}{\sqrt{a}}. \qquad (II.34)$$

Для других корней

$$\Phi(s_n) = -\frac{(h_1+h_2)^3 \sin\frac{n\pi h_1}{h_1+h_2}\sin\frac{n\pi h_2}{h_1+h_2}}{h_1 h_2 n^2\pi^2\sqrt{a}}. \qquad (II.35)$$

Первый член решения для оригинала в соответствии с выражениями (II. 29), (II. 32) и (II. 34) равен единице, следующие члены оригинала в соответствии с (II. 33) и (II. 35) определяются формулой

$$\frac{\Delta T_n(t)}{\Delta T_0} = (-1)\frac{n\,2(h_1+h_2)^2}{n^2\pi^2 h_1 h_2}\sin\frac{n\pi h_1}{h_1+h_2}\sin\frac{n\pi h_2}{h_1+h_2}e^{-\frac{n^2\pi^2 a}{(h_1+h_2)^2}}. \qquad (II.36)$$

И, наконец, решение поставленной задачи приобретает вид следующего бесконечного ряда

$$\Delta T(t) = \Delta T_0 \frac{2(h_1+h_2)^2}{\pi^2 h_1 h_2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n^2} \sin \frac{n\pi h_1}{h_1+h_2} \times$$

$$\times \sin \frac{n\pi h_2}{h_1+h_2} e^{-\frac{n^2\pi^2 a}{(h_1+h_2)^2} t}. \qquad \text{(II. 37)}$$

При данной суммарной мощности пластинок $h_1 + h_2 = \text{const}$ максимальное значение разности температур отвечает случаю $h_1 = h_2 = h$, для которого выражение (II. 37) упрощается так

$$\Delta T_м = \frac{8}{\pi^2} \Delta T_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\exp\left[-\frac{(2n-1)^2\pi^2 a}{4h^2}\right]}{(2n-1)^2}. \qquad \text{(II. 38)}$$

Ряд (II. 38) отвечает известному решению задачи нагревания ограниченного стержня при постоянной температуре на одном из торцов.

Это граничное условие сохраняется на контакте двух одинаковых неограниченных пластинок с разными начальными температурами. Последний ряд сходится очень быстро. При точности определений порядка 1% второй член можем не учитывать уже при значении

$$\frac{at}{h^2} \geqslant 0{,}125. \qquad \text{(II. 39)}$$

Для перехода к конкретным числам приводим значения коэффициентов температуропроводности по Лыкову [37] для некоторых материалов в *см²/сек*: для бетона 0,0049; для огнеупорной глины 0,0051; для мела 0,0053; для мрамора 0,0055; для влажного песка 0,0049; для фарфора 0,0040. Как видно, значение коэффициентов температуропроводности для разных пород колеблется в относительно узких пределах и для оценочных определений теплопередачи в песках и песчаниках можно принять $a = 0{,}005$ *см²/сек*. Принимая в расчет реальные значения толщины пластинок, моделирующих процесс теплопередачи в пористой среде порядка 10^{-4} *см*, можно найти, пользуясь неравенством (II. 39), интервал времени t_1, по истечении которого можно применять одночленную формулу

$$\Delta T_м(t) \approx \frac{8}{\pi^2} \Delta T_0 e^{-\frac{\pi^2 a}{4h^2} t}. \qquad \text{(II. 40)}$$

Задаваясь значением $h = 5 \cdot 10^{-4}$ *см*, $a = 5 \cdot 10^{-3}$ *см²/сек*, получим из (II. 39) $t_1 = 6{,}25 \cdot 10^{-6}$ *сек*. В данном случае уже по истечении ~6 *мксек* после мгновенного внедрения жидкости в пористое тело теплопередача подчиняется одночленной формуле (II. 40).

Любопытно отметить, что аналогичная одночленная формула может быть получена также из закона теплопередачи Ньютона. Положив в формуле (I. 1) $T - \theta \approx \Delta T$; $q = -c\,\Omega\,h\,\frac{d\,\Delta T}{dt}$, найдем

$$\Delta T = \Delta T_0 e^{-\frac{a\,t}{ch}}, \qquad (II.41)$$

причем ΔT_0 — разность температур между жидкостью и пористым телом до наполнения пор жидкостью.

Таким образом, характер протекания процесса теплопередачи в пористой среде во времени, определяемый по закону Ньютона (II. 41), отвечает характеру функции (II. 40). Но интенсивность процесса, определяемая по формуле (II. 41), не соответствует действительности. Скорость выравнивания температур по формуле (II. 40) зависит от квадрата мощности соприкасающихся пластинок, а по формуле (II. 41) — от первой степени. Если принять коэффициент теплопередачи $\alpha = 50$ *ккал/м*^{3}·*ч*·°С, теплоемкость $c = 625$ *ккал/м*^{2}·°С, как принято в работах [75] и [99], то для $h = 5 \cdot 10^{-6}$ *м* выражение $\frac{\alpha}{hc} = 1{,}6 \cdot 10^4$ *ч*$^{-1}$ $= 4{,}44$ *сек*$^{-1}$. В то же время аналогичное выражение в формуле (II. 40) $\frac{\pi^2 a}{4h^2} = 5 \cdot 10^4$ *сек*$^{-1}$. Следовательно, процесс выравнивания температур между компонентами пласта происходит в данном случае в тысячи раз быстрее, чем это вытекает из закона теплопередачи (II. 1). Для согласования результатов, получаемых по формулам (II. 40) и (II. 41), следует подобрать соответствующее значение для коэффициента теплопередачи Ньютона α. Например, для принятых раньше ограничений $\lambda_1 = \lambda_2$, $h_1 = h_2$, сопоставляя (II. 40) и (II. 41), получим

$$\alpha = \frac{\pi^2}{4}\frac{ac}{h} = \frac{\pi^2}{4}\frac{\lambda}{h} \approx \frac{\pi^2}{4}\frac{\Omega\lambda}{1-m}. \qquad (II.42)$$

Как видно, значение коэффициента α зависит не только от теплопроводности λ, но и от масштаба пористой среды h или от поверхности смачивания Ω.

Если считать, что процесс выравнивания температур между компонентами пласта практически закончен, когда разность температур снижается до одной тысячной доли начальных значений или когда $\frac{\Delta T_м(t)}{\Delta T_0} < 0{,}001$, то интервал времени (отвечающий этому условию, найденный по формуле (II. 40), определяется так

$$\frac{at}{h^2} \geqslant 3. \qquad (II.43)$$

Для принятых нами выше конкретных значений продолжительность выравнивания температур между компонентами пористой среды равна около $1{,}5 \cdot 10^{-4}$ *сек*, т. е. около 0,15 *мсек*.

Решение задачи выравнивания температур в пористой среде после мгновенного внедрения в нее жидкости позволяет уточнить коэффициент теплопередачи в пористом теле, но еще не дает ответа на вопрос о различии между температурами пористого тела и жидкости при непрерывном нагнетании теплоносителя в пористую среду.

§ 3. РАЗНОСТЬ ТЕМПЕРАТУР ЖИДКОСТИ И ПОРИСТОГО ТЕЛА ПРИ ОГРАНИЧЕННОЙ СКОРОСТИ ФИЛЬТРАЦИИ

Теплопередача от потока горячей жидкости к пористому телу постоянного сечения при постоянной скорости фильтрации рассматривалась, как было раньше сказано, А. Анцелиусом [99].

В более общей постановке эта задача была решена И. А. Чарным [75], который получил следующую систему дифференциальных уравнений для определения температуры пористого тела θ и насыщающей жидкости T без учета теплопроводных помех

$$-\frac{c_{ж}q_{ж}}{\alpha\Omega}\frac{\partial T}{\partial V}-\frac{m\gamma_{ж}}{\alpha\Omega}\frac{\partial T}{\partial t}=T-\theta;$$

$$\frac{c\gamma(1-m)}{\alpha\Omega}\frac{\partial\theta}{\partial t}=T-\theta, \qquad \text{(II. 44)}$$

где $V=\int F\,dl$ — объем пористой среды; l — длина по пути фильтрации; $q_{ж}$ — объемный расход жидкости.

И. А. Чарный показал, что для переменного сечения F фильтрационной струи, изменяющегося по произвольному закону, при замене независимых переменных V и t на следующие безразмерные переменные

$$\xi=\frac{\alpha\Omega}{c_{ж}q_{ж}}V$$

$$\tau=\frac{\alpha\Omega}{c}\left(t-\frac{mV}{q_{ж}}\right) \qquad \text{(II. 45)}$$

система уравнений теплопередачи в пористой среде без учета теплопроводных потоков приводится к виду дифференциальных уравнений первого порядка в частных производных с постоянными коэффициентами

$$-\frac{\partial T}{\partial\xi}=T-\theta,$$

$$\frac{\partial\theta}{\partial\tau}=T-\theta. \qquad \text{(II. 46)}$$

Эта система уравнений получается после подстановки в уравнение (II. 44) частных производных, выраженных в безразмерных переменных (II. 45), т. е.

$$\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_t=\frac{\partial T}{\partial\xi}\frac{\partial\xi}{\partial V}+\frac{\partial T}{\partial\tau}\frac{\partial\tau}{\partial V};\quad\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_V=\frac{\partial T}{\partial\tau}\frac{\partial\tau}{\partial t}. \qquad \text{(II. 47)}$$

В основу системы уравнений (II. 44) положен закон теплопередачи Ньютона (II. 1). Для получения более точных результатов следует заменить постоянный коэффициент теплопередачи α более точным выражением (II. 42). При этом уравнения (II. 46) и (II. 47) сохраняют свой первоначальный вид, однако интенсивность теплопередачи попадает в прямую зависимость от удельной поверхности пористой среды Ω. По мере роста параметра Ω или снижения значения h интенсивность выравнивания температур значительно увеличивается. Например, для принятых раньше условий $h = 0{,}5 \times \times 10^{-6}$ *м*; $\lambda = 1{,}05$ *ккал/м · ч · °С* по формуле (II. 42) получим, что $\alpha = 5 \cdot 10^5$ *ккал/м² · ч · °С*. Это примерно в десять тысяч раз больше чем по справочным данным.

В отличие от задачи И. А. Чарного [75], который определял распределение температур в пласте, рассматриваемая здесь задача заключается в определении разности температур пористого тела и насыщающей его жидкости. Дифференцируя первое уравнение системы (2. 46) по τ, а второе по ξ и суммируя результаты, получим единое дифференциальное уравнение в частных производных для искомой функции

$$T - \theta = \varphi(\xi, \tau), \tag{II. 48}$$

а именно

$$\frac{\partial^2 \varphi(\xi, \tau)}{\partial \xi \cdot \partial \tau} + \frac{\partial \varphi(\xi, \tau)}{\partial \xi} + \frac{\partial \varphi(\xi, \tau)}{\partial \tau} = 0. \tag{II. 49}$$

Начальные и граничные условия формулируются следующим образом

$$V = 0; \quad T = T_0 = \text{const}, \tag{II.50}$$

т. е. в начальное сечение поступает жидкость с постоянной температурой

$$t = 0; \quad \theta = \theta_0 = \text{const}, \tag{II. 51}$$

где θ_0 — начальная температура пористого тела.

В новых переменных (II. 45) эти условия запишутся так

$$T(0, \tau) = T_0; \quad \theta(\xi, 0) = \theta_0. \tag{II. 52}$$

Второе из условий (II. 52) выражает, что при $\tau = 0$ (т. е. согласно (II. 45) на фронте движущейся жидкости) пористое тело имеет первоначальную температуру θ_0. Интегрируя уравнения (II. 46) при значениях $\tau = 0$ и $\xi = 0$, получаем дополнительные и граничные условия

$$T(\xi, 0) = Q_0 + (T_0 - \theta_0)\, e^{-\xi}; \qquad \theta(0, \tau) = T_0 - (T_0 - \theta_0)\, e^{-\tau} \tag{II. 53}$$

Первое из этих условий определяет температуру жидкости на фронте, второе — температуру пористой среды в начальном сечении $V = 0$.

Из условий (II. 52) и (II. 53) получаем краевые условия для функции

$$\varphi(\xi, 0) = (T_0 - \theta_0)\, e^{-\xi}; \qquad \varphi(0, \tau) = (T_0 - \theta_0)\, e^{-\tau}. \qquad (II.54)$$

Для решения уравнения (II. 49) применим преобразование Лапласа по переменной ξ

$$\int_0^\infty \varphi(\xi, \tau)\, e^{-s\xi}\, d\xi = \varphi_и(s, \tau), \qquad (II.55)$$

тогда получим для изображения следующее дифференциальное уравнение

$$\varphi'_и(s, \tau) + \frac{s}{s+1}\varphi_и(s, \tau) = 0. \qquad (II.56)$$

Общее решение этого уравнения для изображения имеет вид

$$\varphi_и(s, \tau) = c_0 e^{-\frac{s}{s+1}\tau}, \qquad (II.57)$$

где c_0 — постоянная интегрирования. При $\tau = 0$ постоянная приравнивается к изображению граничного условия (II. 53)

$$c_0 = \frac{T_0 - \theta_0}{s+1}. \qquad (II.58)$$

С учетом (II. 58) решение (II. 57) будет следующее

$$\varphi_и(s, \tau) = (T_0 - \theta_0)\, e^{-\tau}\, \frac{e^{+\frac{\tau}{s+1}}}{s+1}. \qquad (II.59)$$

После разложения показательной функции в ряд

$$\frac{e^{\frac{\tau}{s+1}}}{s+1} = \frac{1}{s+1} + \frac{\tau^1}{1!\,(s+1)^2} + \frac{\tau^2}{2!\,(s+1)^3} + \ldots + \qquad (II.60)$$

и замечая, что изображению $\frac{1}{(s+1)^n}$ соответствует оригинал $\frac{\xi^{n-1}}{(n-1)!}\, e^{-\xi}$, находим следующее решение для оригинала функции

$$\varphi(\xi, \tau) = (T_0 - \theta_0)\, e^{-(\xi+\tau)} I_0\left(2\sqrt{\xi\tau}\right), \qquad (II.61)$$

где I_0 — функция Бесселя нулевого порядка от мнимого аргумента.

Заметим, что условие $\xi_0 = \tau_0$ отвечает точке максимальной интенсивности теплообмена [75]. При этом условии из (II. 44) и (II. 45) вытекает

$$V_0 = \frac{c_ж}{c_п} q_ж t = u_0 t, \qquad (II.62)$$

где $c_п = m \cdot c_ж + c$ — теплоемкость пористой среды, u_0 — объемная скорость нагревания пласта; t — время нагнетания.

Вблизи точки максимальной интенсивности теплообмена произведение аргументов ξ, $\tau \gg 1$. Например, для вычисленного выше $\alpha = 5 \cdot 10^5$ *ккал/м² · ч · °С* при $\Omega = 150\,000$ *м²/м³*; $c_ж = 1000$ *ккал/м³ · °С*; $q_ж = 100$ *м³/ч* и $c_п = 625$ *ккал/см³ · °С*, получаем $\xi_0 = \tau_0 = 7{,}5 \cdot 10^5 \cdot V_0 = 1{,}2 \cdot 10^8\ t_0$ (t_0 измеряется в *ч*). По истечении 1 *сек* от начала нагнетания горячей жидкости значение $\xi_{01} = \tau_{01} = 3{,}33 \cdot 10^4$. Для больших значений аргумента $z_0 = 2\sqrt{\xi_0\tau_0}$ функции $I_0(z)$ можно использовать приближенное выражение

$$I_0(z_0) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi z_0}} e^{+z_0}. \qquad \text{(II. 63)}$$

Таким образом, в области интенсивного теплообмена функция (II. 61) может быть представлена так

$$\varphi(\xi, \tau) \approx \frac{(T_0 - \theta_0)\, e^{-(\sqrt{\xi} - \sqrt{\tau})^2}}{2\sqrt{\pi}\sqrt[4]{\xi\tau}}. \qquad \text{(II. 64)}$$

А в точке максимального теплообмена, где $\tau_0 = \xi_0$

$$\varphi_м(\xi_0, \tau_0) = \frac{T_0 - \theta_0}{2\sqrt{\pi\xi_0}} = \frac{T_0 - \theta_0}{\sqrt{\pi^3}} \sqrt{\frac{hc}{\Omega\lambda t}}. \qquad \text{(II. 65)}$$

Функция (II. 64) сохраняет симметрию по отношению к аргументам ξ и τ и напоминает кривую резонанса с затухающей во времени амплитудой (II. 65). Вычислим значение этой амплитуды для следующих реальных значений параметров пласта: $h = 5 \cdot 10^{-6}$ *м*; $c = 625$ *ккал/м³ · °С*, $\lambda = 1{,}05$ *ккал/м · ч · °С*; $\Omega = 1{,}5 \cdot 10^5$ *м²/м³*

$$\varphi_м = \frac{\Delta T_0}{\sqrt{\pi^3}} \sqrt{\frac{5 \cdot 10^6 \cdot 625}{1{,}05 \cdot 1{,}5 \cdot 10^5 t_0}} \approx 0{,}25 \cdot 10^{-4} \frac{\Delta T_0}{\sqrt{t_0}}. \qquad \text{(II. 66)}$$

По истечении 1 *сек* амплитуда $\Delta T_м$ падает до

$$\Delta T_м \approx 1{,}5 \cdot 10^{-3} (T_0 - \theta_0) \qquad \text{(II. 67)}$$

или составляет 0,15% от полной разности между температурой нагнетаемой жидкости и температурой пласта. В отличие от быстро протекающего процесса выравнивания температур после мгновенного внедрения жидкости в пористое тело здесь при постоянном движении жидкости некоторая разность температур $\Delta T_м$ на фронте нагретой зоны сохраняется, затухая относительно медленно — обратно пропорционально квадратному корню времени нагнетания. Однако относительные значения $\Delta T_м / \Delta T_0$ в естественных условиях практически уже с самого начала нагнетания жидкости в пласт не превышают десятых или сотых долей процента.

Если пренебрегать разностью температур жидкости и пористого тела, то интеграл функции (II. 61) по переменной ξ или по переменной τ, как следует из (II. 46), дает кривую распределения температур в пористой среде [75]. На фронте нагретой зоны,

местоположение которого определяется соотношением (II. 62), кривая распределения температур в радиальном пласте имеет точку перегиба с постоянным наклоном, а именно

$$\frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial \xi}\frac{\partial \xi}{\partial r} = 2\pi r \frac{\alpha\Omega}{c_{ж} \cdot q_{ж}} \varphi(\xi, \tau). \qquad (II.68)$$

Подставив в (II. 68) значения (II. 67) и (II. 42), получаем

$$\left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_{м} = (T_0 - \theta_0)\sqrt{\frac{\alpha\Omega}{c_{ж} \cdot q_{ж}}} = (T_0 - \theta_0)\frac{\pi\Omega}{2\sqrt{1-m}}\sqrt{\frac{\lambda}{c_{ж} q_{ж}}}. \qquad (II.69)$$

Как видно, производная (II. 69) в точке перегиба сохраняет постоянное значение.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования процесса теплообмена в пористой среде между пористым телом и насыщающей его жидкостью показывают, что теплообмен в условиях пористой среды происходит значительно быстрее, чем это вытекает из закона теплопередачи (II. 1). Коэффициент теплопередачи α зависит от теплопроводности, а главным образом от дисперсности пористой среды (II. 42) и увеличивается прямо пропорционально росту удельной поверхности Ω. Разность температур пористого тела и нагнетательной жидкости в точке максимального теплообмена очень мала, снижается с течением времени и по мере удаления от местоположения точки максимума падает практически до нуля. Эффект теплопередачи между компонентами пористой среды не приводит к нивелированию кривой распределения температур. По сравнению с медленно протекающими гидродинамическими процессами в нефтяных пластах выравнивание температур компонентов пласта может считаться практически мгновенным, следовательно, предположение о равенстве температур скелета пласта и его содержимого вполне обоснованно. Возможно, что в некоторых исключительных случаях при исследовании таких быстро протекающих процессов, как торпедирование пласта, взрыв нитроглицерина в пористой среде и пр. разность температур между компонентами пористой среды может сыграть некоторую роль. Но при исследовании гидродинамических и термодинамических явлений в процессе эксплуатации нефтяных залежей разумно будет принимать в основу закон равенства температур породы и насыщающих ее жидкостей и газов в наблюдаемом элементе объема пласта

$$T = \theta. \qquad (II.70)$$

Уравнение (II. 70) положено в основу дальнейших исследований.

УРАВНЕНИЕ ЭНЕРГИИ ДЛЯ ПОТОКА УПРУГОЙ ЖИДКОСТИ В ПОРИСТОМ ТЕЛЕ

§ 1. ИСХОДНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ

Изотермическое течение в пористом теле, как частный случай общей проблемы струйного движения, подчиняется в принципе классическим гидродинамическим уравнениям Навье — Стокса. Дополнив эти уравнения уравнением теплового баланса, можно было бы получить формально полную систему термодинамических уравнений. Однако такой путь, видимо, лишен практического смысла, так как с помощью классических уравнений удалось решить лишь несколько случаев с простой геометрией течения. Поэтому гидродинамика пористой среды, призванная изучать проблемы течения через каналы и поры случайной и извилистой формы, как, например, в песках и песчаниках, нашла пути решения, отличные от классической теории струйного потока. Вполне очевидно, что основной закон сохранения энергии остается в силе в любой гидродинамической системе.

Метод подземной гидродинамики состоит в замене микроскопического анализа струйного течения макроскопическим эквивалентом — статистическим законом фильтрации, усредняющим картину течения в пористой среде на пути большого числа случайных пор и каналов [51]. Усредненными параметрами являются коэффициенты пористости, проницаемости, удельной поверхности, периметр пор, размер зерен и пр. Таким образом, гидродинамические уравнения отражают зависимости между идеализированными параметрами пористой среды. Тем не менее, благодаря именно методу статистической схематизации математический анализ остается самым мощным средством изучения объективных закономерностей в пористой среде. Поэтому вполне законным следует считать применение аналогичного метода и для изучения термодинамических процессов в пористой среде.

Термодинамическое состояние пористой среды может быть отображено системой дифференциальных уравнений, вытекающих из закона сохранения массы и энергии и учитывающих режим фильтрации, уравнение состояния, а также теплообмен, теплопроводность, конвекцию, дроссельный эффект и адиабатическое охлаждение в условиях пористой среды.

Законы фильтраций, определяющие взаимосвязь между перепадом давлений по пути движения, скоростью фильтрации и физическими

параметрами коллекторов пористой среды, влияют на характер как гидродинамических, так и тепловых явлений и дополняют как уравнение сохранения массы, так и уравнение энергии фильтрационного потока. Следует обратить внимание на некоторые особенности законов фильтрации. Во-первых, скорость фильтрации, обозначаемая буквой v, не отвечает какому-либо реальному параметру движения, а является результатом деления расхода на полную нормальную площадь сечения потока и пористого тела, вместе взятых. Средняя скорость поступательного движения частиц в потоке значительно больше скорости фильтрации $w \approx \frac{v}{m}$ и именно эту скорость необходимо учитывать при расчете кинетической энергии потока. Поэтому скорость конвективного переноса тепла в пористой среде в определенных условиях может превышать скорость фильтрации теплоносителя. Поскольку для постулируемой постоянной скорости фильтрации по всему нормальному сечению принципиально исчезает внутренняя сила трения между частицами в потоке, то прямым следствием принятой схематизации будет замена внутреннего трения в потоке внешним на поверхности контакта между жидкостью и пористым телом. Это, по-видимому, не искажает заметно общей энергетической картины движения, так как благодаря быстрому выравниванию температур компонентов в пористой среде тепловой эффект контактного трения распространяется по всей поверхности сечения струи. Погашение сил трения в пористой среде на поверхности контакта означает, что работа сил трения на любой контактной поверхности в пористой среде, не совпадающей с поверхностью контакта, равна нулю. Это важное для энергетики пористой среды заключение означает, что замена течения в пористой среде течением вязкой жидкости по идее Н. Е. Жуковского не может быть эквивалентной. Скорость течения вязкой жидкости зависит не только от градиента давления, но и от расстояния наблюдаемой точки от граничных стенок, внутренние силы трения на контрольной поверхности передаются массе окружающей жидкости и, наконец, режим движения вязкой жидкости при низких скоростях не может моделировать сложных законов извилистого фильтрационного движения через пористую среду.

Наиболее полный обзор по физике течения в пористых средах и анализ законов фильтрации дается в монографии А. Шейдеггера [104]. Обстоятельные экспериментальные работы в этой области были проведены И. Иффли [106]. В качестве обобщенного закона фильтрации, отображающего физическую природу течения в пористой среде с достаточной полнотой, следует признать двучленную зависимость [51], предложенную еще Ф. Форхгеймером, придавая однако постоянным коэффициентам определенный физический смысл [79, 80, 91], а именно

$$\operatorname{grad} p = -\left[\frac{\mu}{k_\mu} v + \frac{\varrho}{k_\varrho} v^2\right], \qquad \text{(III. 1)}$$

где p — давление в $кГ/см^2$; v — скорость фильтрации в $см/сек$; μ — вязкость в $спз$; ϱ — плотность жидкости по отношению к воде; k_μ — проницаемость породы, обусловленная вязкостью жидкости в $д$; k_ϱ — проницаемость породы, обусловленная плотностью жидкости в $см^5/кг \cdot сек^2$.

Параметры μ и ϱ в общем случае являются функциями давления p и температуры T

$$\mu = f_\mu(p, T); \quad \varrho = f_\varrho(p, T). \tag{III.2}$$

Значения параметров k_μ и k_ϱ, определяющих свойства породы, принимаются обычно независимыми от давления и температуры.

Дополнив зависимости (III. 1) и (III. 2) уравнением сохранения массы

$$\operatorname{div}[\varrho \bar{v}] = -m \frac{\partial \varrho}{\partial t}, \tag{III.3}$$

где m — пористость, получаем систему гидродинамических уравнений, которая используется в теории разработки упругих пластовых систем для случая изотермического течения ($T = \text{const}$).

В более общей постановке, когда $T \neq \text{const}$, для определения термодинамического состояния пористой среды необходимо дополнить эту систему уравнением сохранения энергии.

§ 2. БАЛАНС ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ В ЭЛЕМЕНТЕ ОБЪЕМА ПОРИСТОЙ СРЕДЫ

Течение упругой жидкости в пористой среде связано со следующими элементарными перемещениями тепловой энергии: конвективным переносом тепла, теплообменом между жидкостью и пористым телом, температурными адиабатическими и дроссельными эффектами, рассеиванием тепла в результате теплопроводности и др.

Из условия мгновенного выравнивания температур в наблюдаемом элементе пористой среды вытекает, что теплообмен между пористой средой и теплоносителем может совершаться только при движении теплоносителя и только в том случае, когда температура пористой среды меняется по пути движения. Рассмотрим элемент объема пористой среды ΔV в виде параллелепипеда со сторонами Δx, Δy, Δz, параллельными соответствующим осям прямоугольной системы координат x, y, z. Скорости фильтрации вдоль осей обозначим индексами v_x, v_y, v_z. Объемные расходы теплоносителя через стенки параллелепипеда определяются произведениями $v_x \Delta y \Delta z$; $v_y \Delta x \Delta z$; $v_z \Delta x \Delta y$. При наличии перепадов температур вдоль осей ΔT_x, ΔT_y, ΔT_z, получим следующую тепловую мощность Δq_v нагревания пористой среды потоком теплоносителя

$$\Delta q_v = -\gamma c_p [v_x \Delta T_x \Delta y \Delta z + v_y \Delta T_y \Delta x \Delta z + v_z \Delta T_z \Delta x \Delta y], \tag{III.4}$$

где γ — объемный вес теплоносителя; c_p — теплоемкость при постоянном давлении.

Разделив выражение (III. 4) на объем наблюдаемого параллелепипеда $\Delta V = \Delta x \Delta y \Delta z$ и переходя к пределу $\Delta V \to 0$, получим

$$\frac{dq_v}{dV} = -\gamma c_p \left[v_x \frac{\partial T_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial T_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial T_z}{\partial z} \right]. \qquad \text{(III. 5)}$$

Сумму (III. 5), определяющую тепловую мощность нагревания пористой среды конвективным потоком, можно представить в виде скалярного произведения двух векторов $\bar{v}$ и grad T

$$\frac{dq_v}{dV} = -\gamma c_p \bar{v} \operatorname{grad} T. \qquad \text{(III. 6)}$$

Эффект Джоуля-Томсона приводит к изменению температуры теплоносителя по пути фильтрации. Эквивалентное изменение температуры может быть получено путем охлаждения или нагревания теплоносителя, т. е. введением в рассматриваемый элемент объема пористой среды дополнительного количества тепловой энергии. Поскольку изменения температуры теплоносителя по пути движения зависят от коэффициента Джоуля-Томсона и отвечают изменениям давлений или согласно (I. 44) $\Delta T_{\varepsilon x} = -\varepsilon_I \Delta p_x$; $\Delta T_{\varepsilon y} = -\varepsilon_I \Delta p_y$; $\Delta T_{\varepsilon z} = -\varepsilon_I \Delta p_z$, то тепловая мощность Δq_ε, сообщаемая наблюдаемому элементу пористой среды, будет определяться суммой произведений расходов и перепадов давлений вдоль осей x, y, z

$$\Delta q_\varepsilon = -\gamma c_p \varepsilon_I \left[v_x \Delta p_x \Delta y \Delta z + v_y \Delta p_y \Delta x \Delta z + v_z \Delta p_z \Delta x \Delta y \right] \qquad \text{(III. 7)}$$

или после разделения равенства (III. 7) на объем $\Delta V = \Delta x \Delta y \Delta z$ и перехода к пределу $\Delta V \to 0$

$$\frac{dq_\varepsilon}{dV} = -\gamma c_p \varepsilon_I \left[v_x \frac{\partial p}{\partial x} + v_y \frac{\partial p}{\partial y} + v_z \frac{\partial p}{\partial z} \right], \qquad \text{(III. 8)}$$

что может быть выражено скалярным произведением двух векторов

$$\frac{dq_\varepsilon}{dV} = -\gamma c_p \varepsilon_I \bar{v} \operatorname{grad} p. \qquad \text{(III. 9)}$$

Температура вещества вследствие адиабатического эффекта согласно (I. 38) изменяется по закону $dT_\eta = \eta_s dp$. Это равносильно нагреванию наблюдаемого элемента объема пористой среды тепловой мощностью

$$\Delta q_\eta = m \gamma c_p \eta_s \frac{\partial p}{\partial t} \Delta x \Delta y \Delta z \qquad \text{(III. 10)}$$

или в предельном случае

$$\frac{dq_\eta}{dV} = m \gamma c_p \eta_s \frac{\partial p}{\partial t}. \qquad \text{(III. 11)}$$

Баланс теплопроводных потоков определяется дивергенцией

$$\frac{dq_\lambda}{dV} = \operatorname{div} \lambda \operatorname{grad} T. \qquad \text{(III. 12)}$$

Коэффициент теплопроводности пористой среды λ в данном случае должен учитывать теплопроводности как теплоносителя, так и пористого тела.

Сумма элементарных тепловых мощностей (III. 6), (III. 9), (III. 11) и (III. 12) приводит к изменению температуры наблюдаемого элемента объема пористой среды

$$\sum \left(\frac{dq}{dV}\right) dt = c_{\text{п}} dT, \qquad \text{(III. 13)}$$

где $c_{\text{п}} = m\gamma c_p + c$ — теплоемкость пористой среды (пористого тела и насыщающей его жидкости).

Суммируя элементы (III. 6), (III. 9), (III. 11) и (III. 12) по схеме (III. 13), получаем дифференциальное температурное уравнение для потока сжимаемой жидкости в пористой среде

$$\operatorname{div}\lambda \operatorname{grad} T - \gamma c_p \bar{v} \operatorname{grad} T - \gamma c_p \varepsilon_I \bar{v} \operatorname{grad} p + m\gamma c_p \eta_s \frac{\partial p}{\partial t} = c_{\text{п}} \frac{\partial T}{\partial t}. \qquad \text{(III. 14)}$$

Уравнение (III. 14) может быть выражено с помощью термодинамических функций энтальпии и энтропии. Используя выражения

$$dI = c_p dT + \varepsilon_I dp, \qquad \text{(III. 15)}$$

$$T dS = c_p dT - \eta_s dp, \qquad \text{(III. 16)}$$

получим

$$\operatorname{div}\lambda \operatorname{grad} T = c \frac{\partial T}{\partial t} + \gamma \bar{v} \operatorname{grad} I + m\gamma T \frac{\partial S}{\partial t}. \qquad \text{(III. 17)}$$

Заметим, что уравнения (III. 14) и (III. 17) получены на основании баланса тепловых потоков. Здесь не были учтены изменения потенциальной, кинетической и внутренней энергии системы, поэтому уравнение (III. 14) не может претендовать на полное уравнение сохранения энергии. Полезность рассмотрения тепловых потоков в пористой среде заключается в раскрытии физической сущности комплекса тепловых явлений в пласте.

§ 3. БАЛАНС ЭНЕРГИИ В ЭЛЕМЕНТЕ ОБЪЕМА ПОРИСТОЙ СРЕДЫ

Уравнение переноса энергии в пористой среде было получено французскими гидрогеологами [100] в следующем виде

$$\operatorname{div}\lambda \operatorname{grad} T = c \frac{\partial T}{\partial t} - m\gamma T \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right) + \gamma \bar{v}\left(-T \operatorname{grad} \frac{\partial F}{\partial T} + A \operatorname{grad} H + \frac{A}{q} \frac{\partial \bar{w}}{\partial t}\right), \qquad \text{(III. 18)}$$

где F — свободная энергия единицы веса флюида, определяемая функцией (I. 27); w — фактическая скорость течения в пористой

среде; H — энергия единицы веса флюида, зависящая от скорости течения, внешнего потенциального поля и внутренней работы. Другие обозначения известны.

Значение H состоит из трех членов

$$H = z + \frac{w^2}{2q} + \int \frac{dp}{\gamma}, \qquad \text{(III. 19)}$$

где z — потенциальная энергия единицы веса; $\frac{w^2}{2g}$ — кинетическая энергия единицы веса; $\frac{dp}{\gamma} = v\,dp$ — внутренняя работа.

Вывод уравнения (III. 18) основан на сопоставлении двух выражений для изменения количества тепла в элементарном объеме пористой среды $\partial V_{\text{п}}$ в интервале времени t и $t + dt$, а именно

$$d\partial Q = \operatorname{div} \lambda_{\text{п}} \operatorname{grad} T\, \partial V_{\text{п}}\, dt, \qquad \text{(III. 20)}$$

$$d\partial Q = T d\partial s_{\text{п}} - A d\partial H_f, \qquad \text{(III. 21)}$$

индекс п — относится к пористой среде, индекс f — к флюиду.

Выражение $\partial s_{\text{п}}$ представляет собой изменение энтропии твердой и жидкой фаз пористой среды.

Для твердой фазы

$$d\partial s_1 = \frac{c}{T} \frac{\partial T}{\partial t} \partial V_{\text{п}} dt. \qquad \text{(III. 22)}$$

Энтропия жидкой фазы может быть выражена частной производной свободной энергии (I. 30) по температуре

$$\partial s_f = -\gamma \frac{\partial F}{\partial T} \partial V_f. \qquad \text{(III. 23)}$$

Полное изменение энтропии в рассматриваемом элементе объема пористой среды $\partial V_{\text{п}}$ слагается из двух членов, учитывающих изменение в интервале времени dt без учета движения, и изменение за счет конвективного переноса тепла или

$$d\partial s_f = -m\gamma \left[\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial F}{\partial T} + \bar{w} \operatorname{grad} \frac{\partial F}{\partial T} \right] \partial V_{\text{п}}\, dt. \qquad \text{(III. 24)}$$

Таким образом, полное изменение энтропии пористой среды представляет сумму выражений (III. 22) и (III. 24)

$$d\partial s_{\text{п}} = \frac{1}{T} \left[c \frac{\partial T}{\partial t} - m\gamma T \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial F}{\partial T} - \gamma \bar{v} T \operatorname{grad} \frac{\partial F}{\partial T} \right] \partial V_{\text{п}}\, dt. \qquad \text{(III. 25)}$$

Для определения изменений энергии H И. Р. Иффли и Р. В. Стальман [100] предлагают выражение

$$d\partial H_f = -\gamma \bar{v} \left(\operatorname{grad} H + \frac{1}{g} \frac{\partial \bar{w}}{\partial t} \right) \partial V_{\text{п}}\, dt. \qquad \text{(III. 26)}$$

Первый член правой части означает изменение энергии H в элементе объема $dV_{\text{п}}$ за счет переноса вещества, а второй — за счет ускорения течения флюида.

Приравнивая значения (III. 20) и (III. 21) с учетом определений (III. 22), (III. 25) и (III. 26), получаем уравнение (III. 18) в такой форме, какая была получена Р. В. Стальманом.

С целью сопоставления результатов (III. 17) и (III. 18) используем подстановки

$$\frac{\partial F}{\partial T} = -s \quad \text{и} \quad T dS = dI - Av\, dp. \tag{III. 27}$$

Тогда уравнение (III. 18) примет вид

$$\operatorname{div} \lambda \operatorname{grad} T = c \frac{\partial T}{\partial t} + m \gamma T \frac{\partial s}{\partial t} +$$

$$+ \gamma \bar{v} \left[\operatorname{grad} I + A \operatorname{grad} \left(z + \frac{w^2}{2g} \right) + \frac{A}{g} \frac{\partial \bar{w}}{\partial t} \right]. \tag{III. 28}$$

Из сопоставления (III. 17) и (III. 28) видно, что в уравнении (III. 28) содержатся дополнительно три члена, определяющие потенциальную и кинетическую энергии потока, а именно

$$\Delta E = \gamma \bar{v} A \left[\operatorname{grad} \left(z + \frac{w^2}{2g} \right) + \frac{\partial \bar{w}}{g \partial t} \right]. \tag{III. 29}$$

При малых скоростях фильтрации ($w \approx 0$) в горизонтальном пласте ($z = \text{const}$) формулы (III. 17) и (III. 28) совпадают. Тем не менее, переходя от формулы (III. 18) к температурному уравнению для несжимаемой жидкости для малых скоростей фильтрации, И. Ферандон [100] получил

$$\operatorname{div} \lambda \operatorname{grad} T = c_{\text{п}} \frac{\partial T}{\partial t} + \gamma c_p \bar{v} \operatorname{grad} T, \tag{III. 30}$$

не учитывая существенный член уравнения (III. 9), определяющий нагревание жидкости в результате внутреннего трения в пористой среде. Возможно, что в природных условиях миграции воды эффект Джоуля-Томсона на самом деле не играет такой роли, как в процессе разработки нефтяных месторождений.

§ 4. ВЫВОД ПОЛНОГО УРАВНЕНИЯ ЭНЕРГИИ ДЛЯ ПОТОКА УПРУГОЙ ЖИДКОСТИ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Уравнение энергии потока в пористой среде можно получить, исходя из полной системы уравнений энергии потока сплошной среды, данной, например, в работах Л. Д. Ландау и Е. М. Лившица [30], Л. Г. Лойцянского [35], И. А. Чарного [77] и других. В основу нашего вывода положено общее уравнение энергии потока сжимаемой

жидкости, данное в работе И. А. Чарного [77] и записанное для конечного контрольного объема V так

$$\int_{\omega}\left(z+\frac{p}{\gamma}+\frac{U}{A}\frac{w^2}{2g}\right)\gamma\,dq+$$

$$+\frac{\partial}{\partial t}\int_{V}\left(z+\frac{U}{A}+\frac{w^2}{2g}\right)\gamma\,dV=\frac{Q_{\text{вн}}}{A}+W_{\text{вн}}, \qquad \text{(III. 31)}$$

где z — отметка высоты; p — давление; U — внутренняя энергия упругой жидкости; w — скорость потока; γ — объемный вес жидкости; q — объемный расход жидкости; g — ускорение силы тяжести; ω — площадь контрольной поверхности; V — контрольный объем; t — время; A — механический эквивалент тепловой энергии; $Q_{\text{вн}}$ и $W_{\text{вн}}$ — тепловая и механическая мощности, подводимые извне к наблюдаемому контрольному объему V.

В единице контрольного объема пористого тела объем вещества в потоке будет отвечать пористости m. Учитывая это и переходя для удобства дальнейших превращений к пределу $V \to 0$, нетрудно заметить, что формула (III. 31) примет следующий вид

$$m\,\text{div}\left[\left(z+\frac{p}{\gamma}+\frac{U}{A}+\frac{w^2}{2g}\right)\gamma\,\bar{w}\right]+$$

$$+m\frac{\partial}{\partial t}\left[\left(z+\frac{U}{A}+\frac{w^2}{2g}\right)\gamma\right]=\frac{1}{A}\frac{\partial Q_{\text{вн}}}{\partial V}+\frac{\partial W_{\text{вн}}}{\partial V}. \qquad \text{(III. 32)}$$

Раскрыв квадратные скобки в уравнении (III. 32), получим

$$m\gamma\bar{w}\,\text{grad}\left(z+\frac{p}{\gamma}+\frac{U}{A}+\frac{w^2}{2g}\right)+m\left(z+\frac{p}{\gamma}+\frac{U}{A}+\frac{w^2}{2g}\right)\text{div}\left(\gamma\bar{w}\right)+$$

$$+m\gamma\frac{\partial}{\partial t}\left(z+\frac{U}{A}+\frac{w^2}{2g}\right)+m\left(z+\frac{U}{A}+\frac{w^2}{2g}\right)\frac{\partial\gamma}{\partial t}=$$

$$=\frac{1}{A}\frac{\partial Q_{\text{вн}}}{\partial V}+\frac{\partial W_{\text{вн}}}{\partial V}. \qquad \text{(III. 33)}$$

Поскольку

$$\text{div}\left(\gamma\bar{w}\right)=-\frac{\partial\gamma}{\partial t}, \qquad \text{(III. 34)}$$

то четвертый член суммы (III. 33) сокращается и тогда

$$m\gamma\bar{w}\,\text{grad}\left(z+\frac{p}{\gamma}+\frac{U}{A}+\frac{w^2}{2g}\right)+$$

$$+m\gamma\frac{\partial}{\partial t}\left(z+\frac{U}{A}+\frac{w^2}{2g}\right)-m\frac{p}{\gamma}\frac{\partial\gamma}{\partial t}=\frac{1}{A}\frac{dQ_{\text{вн}}}{dV}+\frac{dW_{\text{вн}}}{dV}. \qquad \text{(III. 35)}$$

Используя подстановки

$$-m\frac{p}{\gamma}\frac{\partial\gamma}{\partial t}=+m\gamma p\frac{\partial V}{\partial t} \quad \text{и} \quad m\bar{w}=\bar{v}, \qquad \text{(III. 36)}$$

где $v = \frac{1}{\gamma}$ — удельный объем вещества; $\bar{v}$ — вектор скорости фильтрации, получим из выражения (III. 35) следующее уравнение

$$\gamma \bar{v} \operatorname{grad}\left(z + \frac{p}{\gamma} + \frac{U}{A} + \frac{w^2}{2g}\right) + m\gamma\left[\frac{\partial}{\partial t}\left(z + \frac{w^2}{2g}\right) + \frac{1}{A}\frac{\partial U}{\partial t} + p\frac{\partial v}{\partial t}\right] = \frac{1}{A}\frac{dQ_{\text{вн}}}{dv} + \frac{dW_{\text{вн}}}{dv}. \quad \text{(III. 37)}$$

Напомним термодинамические соотношения

$$I = U + A\frac{p}{\gamma}; \quad T\,ds = dU + Ap\,dV. \quad \text{(III. 38)}$$

Подставляя выражения (III. 38) в уравнение (III. 37), находим

$$\gamma \bar{v} \operatorname{grad}\left(z + \frac{w^2}{2g} + \frac{I}{A}\right) + m\gamma\left[\frac{\partial}{\partial t}\left(z + \frac{w^2}{2g}\right) + \frac{T}{A}\frac{\partial S}{\partial t}\right] = \frac{1}{A}Q_{\text{вн}_1} + W_{\text{вн}_1}. \quad \text{(III. 39)}$$

Заметим, что дивергенция суммарной энергии в формуле (III. 32) определяет изменение энергии в контрольном объеме в результате переноса вещества, а производная по времени возникает только при нестационарном характере процесса. Раньше как в советской, так и в зарубежной литературе член уравнения

$$\frac{\partial(\gamma z)}{\partial t} = \gamma\frac{\partial z}{\partial t} + z\frac{\partial \gamma}{\partial t} \quad \text{(III. 40)}$$

не учитывали и его физический смысл оставался не ясен. Как видно из (III. 33) и (III. 34), второй член правой части уравнения (III. 40), т. е. $z\frac{\partial \gamma}{\partial t}$ сокращается и, таким образом, в уравнении (III. 39) остается первый член $\gamma\frac{\partial z}{\partial t}$. Если перейти к статическому случаю, когда скорость фильтрации v в пористой среде равна нулю, и принять, что и $Q_{\text{вн}_1} = 0$, то из (III. 39) получим

$$m\gamma\frac{\partial z}{\partial t} + T\frac{\partial s}{\partial t} = W_{\text{вн}_1}. \quad \text{(III. 41)}$$

Пусть внешняя энергия приводит к перемещению пористого тела в потенциальном поле. Тогда к жидкости, заключенной в контрольном элементе объема пористой среды dv, подводится следующая механическая энергия

$$W_{\text{вн}_1} = m\gamma\frac{\partial z}{\partial t}. \quad \text{(III. 42)}$$

После подстановки (III. 42) в (III. 41) получим

$$T\frac{\partial s}{\partial t} = 0, \quad \text{(III. 43)}$$

что соответствует истине и подтверждает правильность исходных позиций (III. 31).

Следовательно, член уравнения $\frac{\partial z}{\partial t}$ отражает реальное движение

элемента объема пористой среды во внешнем потенциальном поле и пренебрегать производную $\frac{\partial(\gamma z)}{\partial t}$ в формулах уравнения энергии потока (III. 31) и (III. 32) в определенных условиях нельзя.

Тепловая мощность, подводимая к элементарному объему вещества в потоке, равна дивергенции теплопроводных потоков и тепловым потерям в элементе контрольного объема dV вследствие теплообмена между содержимым в порах веществом и твердым телом или

$$Q_{\text{вн}_1} = \operatorname{div} \lambda \operatorname{grad} T - c \frac{\partial T}{\partial t}, \qquad \text{(III. 44)}$$

где c — теплоемкость пористого тела; λ — теплопроводность пористой среды.

Из выражений (III. 42) и (III. 43) получаем искомое уравнение энергии для потока упругой жидкости в пористой среде в общем виде

$$AW_{\text{вн}_1} + \operatorname{div} \lambda \operatorname{grad} T = c \frac{\partial T}{\partial t} + \gamma \bar{v} \operatorname{grad} \left(I + Az + A \frac{w^2}{2g} \right) + \\ + m\gamma \left[T\, ds + A \frac{\partial}{\partial t} \left(z + \frac{w^2}{2g} \right) \right]. \qquad \text{(III. 45)}$$

Заметим, что в системах, где отсутствует подвод внешней механической энергии $\left(W_{\text{вн}_1} = 0 \text{ или } \frac{\partial z}{\partial t} = 0 \right)$, уравнения (III. 45) и (III. 28) совпадают.

В покоящихся подземных коллекторах, где обычно $w \approx 0$, получаем из (III. 45)

$$\operatorname{div} \lambda \operatorname{grad} T = c \frac{\partial T}{\partial t} + \gamma \bar{v} \operatorname{grad} I + m\gamma T \frac{\partial s}{\partial t}. \qquad \text{(III. 46)}$$

Как видим, упрощенные уравнения энергии для потока упругой жидкости в пористой среде (III. 17) и (III. 46), полученные различными путями, полностью совпадают друг с другом, что подтверждает правильность физических представлений и исходных позиций, положенных в основу вывода дифференциальных уравнений.

Напоминаем, что под произведением $\bar{v} \operatorname{grad} I$ подразумевается скалярное произведение двух векторов, а выражение (III. 44) строго точно только в предположении мгновенного выравнивания температур между компонентами пористой среды (газом, жидкостью и пористым телом) в наблюдаемом контрольном объеме. Последнее предположение приближается к истине благодаря огромной площади контакта компонентов в пористой среде.

Общий физический смысл отдельных членов уравнения (III. 46) нетрудно выяснить на основании термодинамических функций

$$dI = c_p\, dT + A \left[v - T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \right] dp, \qquad \text{(III. 47)}$$

$$ds = \frac{c_p}{T} dT - A \left(\frac{\partial V}{\partial t} \right)_p dp \qquad \text{(III. 48)}$$

с использованием известных нам обозначений

$$-\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_I = \varepsilon_I = \frac{A}{c_p}\left[v - T\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p\right]. \qquad \text{(III. 49)}$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s = \eta_s = \frac{AT}{c_p}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p. \qquad \text{(III. 50)}$$

Учитывая взаимосвязь уравнений (III. 47), (III. 48), (III. 49) и (III. 50), перепишем уравнение сохранения энергии (III. 45) в более удобном для практических решений виде

$$\frac{\lambda}{c_\text{п}} \operatorname{div} \operatorname{grad} T = \frac{\partial T}{\partial t} + \bar{u}\left(\operatorname{grad} T + \varepsilon_I \operatorname{grad} p\right) - m\gamma \frac{c_p}{c_\text{п}} \eta_S \frac{\partial p}{\partial t}, \qquad \text{(III. 51)}$$

где $c_\text{п} = m\gamma c_p + c$ — теплоемкость пористой среды.

Выражение

$$u = \frac{\gamma c_p}{c_\text{п}} v \qquad \text{(III. 52)}$$

характеризует скорость конвективного переноса тепла в пористой среде.

Подробное исследование полученного уравнения сохранения энергии потока упругой жидкости в условиях пористой среды в системе с уравнением сохранения массы и уравнением состояния вещества может выяснить ряд существенных явлений взаимосвязи между гидродинамическим и термодинамическим состояниями залежей нефти и газа, — явлений, очень важных для повышения эффективности разведки и разработки месторождений.

§ 5. ОБЩИЙ АНАЛИЗ УРАВНЕНИЯ ЭНЕРГИИ ДЛЯ ПОРИСТОЙ СРЕДЫ

1. В гидростатическом состоянии пористой среды, когда $\bar{v} = 0$ и $p = \text{const}$, уравнение энергии (III. 51) превращается в уравнение теплопроводности

$$a \operatorname{grad} T = \frac{\partial T}{\partial t}, \qquad \text{(III. 53)}$$

где $a = \frac{\lambda}{c_\text{п}}$ — коэффициент температуропроводности.

2. Если можно пренебрегать теплопроводными потоками (а это во многих практических случаях, как дальше увидим, допустимо), то уравнение энергии (III. 51) превращается в уравнение первого порядка в частных производных

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \bar{u} \operatorname{grad} T + \varepsilon_I \bar{u} \operatorname{grad} p - m\gamma \frac{c_p}{c_\text{п}} \eta_s \frac{\partial p}{\partial t} = 0, \qquad \text{(III. 54)}$$

причем скорость $\bar{u}$ — скорость конвективного переноса тепла в пористой среде, что доказывается следующим образом.

Пусть контрольный объем $\Delta V = \Delta x \Delta y \Delta z$ перемещается в пористой среде со скоростью $\bar{u}_к$. Если вместе с контрольным параллелепипедом будет перемещаться наблюдатель, то ему покажется, что окружающая пористая среда течет со скоростью $u_к$. В результате этого количество тепловой энергии внутри параллелепипеда будет изменяться также и за счет конвективного переноса тепла пористой средой. По аналогии с определением (V. 6) баланс тепловой энергии за счет относительного перемещения скелета пористой среды будет выражаться формулой

$$\frac{dq_{u_к}}{dV} = +c\bar{u}_к \operatorname{grad} T. \qquad \text{(III. 55)}$$

В то же время относительная скорость фильтрации запишется в виде суммы двух векторов скорости $\bar{v}_к = \bar{v} - mu_к$ или

$$\frac{dq_V}{dV} = -\gamma c_p (\bar{v} - m\bar{u}_к). \qquad \text{(III. 56)}$$

Суммируя (III. 55) и (III. 56), получим

$$\frac{dq_{V+u_к}}{dV} = -\gamma c_p (\bar{v} - m\bar{u}_к) + c\bar{u}_к. \qquad \text{(III. 57)}$$

Приравнивая (III. 57) к нулю, заметим, что конвективный перенос тепла исчезает для наблюдателя, который перемещается в пористой среде со скоростью $\bar{u}$ (т. е. скорость конвективного переноса тепла).

3. Для случая движения несжимаемой жидкости, когда $\frac{\partial p}{\partial t} = 0$, получим из (III. 54)

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \bar{u} \operatorname{grad} T + \varepsilon_I \bar{u} \operatorname{grad} p = 0. \qquad \text{(III. 58)}$$

Из полученного уравнения заметно, что температура пористой среды может полностью стабилизироваться в случае, когда градиент температуры отвечает температурному эффекту дроссельного процесса. При условии $\operatorname{grad} T = -\varepsilon_I \operatorname{grad} p$ будет $T = \text{const}$.

4. В случае очень малых градиентов температур и давлений $\operatorname{grad} T \approx 0$, $\operatorname{grad} p \approx 0$ (например, в застойных зонах пласта) получим из уравнения (III. 54) для упругой жидкости производную температуры по давлению, а именно

$$\frac{dT}{dp} = \frac{m\gamma c_p}{c_п} \eta_s, \qquad \text{(III. 59)}$$

которая определяет изменение пластовой температуры за счет адиабатического эффекта.

Примем для жидких углеводородов верхнюю границу для коэффициента η_s, т. е. $\eta_s \approx 0{,}02$ °C/*ат*; тогда при $m = 0{,}2$, $\gamma c_p = 350$ *ккал*/*м*^{3} · °C, $c_п = 700$ *ккал*/*м*^{3} · °C, получим $\Delta T_{\eta} = 0{,}002$ °C/*ат*, что не имеет, видимо, сколько-нибудь существенного

практического значения. Для идеального газа η_s определяется формулой (I. 39). Тогда из (III. 59) получаем

$$\frac{dT}{T} = \frac{m\gamma_0 AR}{p_0 c_п} dp. \qquad \text{(III. 60)}$$

Здесь для упрощения принимаем значение $c_п$ постоянным, поскольку изменение газонасыщенности в пористом теле не влияет существенным образом на общую теплоемкость пористой среды. Интегрируя (III. 60), получим

$$T_\eta = T_н e^{\frac{m\gamma_0 AR}{p_0 c_п}(p-p_н)}. \qquad \text{(III. 61)}$$

Пусть произведение $\gamma_0 AR = 0{,}0887$ *ккал/м*$^3 \cdot$ °С (нормальные условия). Приняв $m = 0{,}2$, $c_п = 700$ *ккал/м*$^3 \cdot$ °С и $T_н = 330°$ К, получим $T_\eta = 330 \exp\ [2{,}52 \cdot 10^{-5}(p-p_н)]$ или $\Delta T = 0{,}008\Delta p$.

Для реальных углеводородных газов это значение может увеличиться в 1,5—2 раза или $\Delta T_{max} \approx 0{,}015\Delta p$. После снижения пластового давления газовой залежи на 200 *кГ/см*^{2} можно ожидать понижения пластовой температуры на 2—3° С за счет адиабатического охлаждения всей залежи.

Такие изменения температуры нетрудно обнаружить, замерить с большой точностью и использовать как дополнительный объективный материал в промысловых и геологических исследованиях.

ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ ЖЕСТКОЙ ПЛАСТОВОЙ СИСТЕМЫ

1. ИСХОДНОЕ УРАВНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ ПЛАСТА

Уравнение энергии (III. 51) обусловливает определенную связь между полями давлений и температур в пористой среде. Поэтому полная стабилизация гидро- или термодинамического состояния пластовой системы возможна только после установления равновесия как давлений, так и температур. Тем не менее поле давлений восстанавливается гораздо быстрее, чем поле температур. Случай предельно быстрого процесса перераспределения поля давлений можно наблюдать на модели идеализированной жесткой пористой системы, насыщенной несжимаемой жидкостью с постоянными физическими параметрами, независимыми от давления и температуры. В такой системе стационарное распределение давлений достигается практически мгновенно и в то же время темпы перераспределения температур остаются реальными. Таким образом, на модели несжимаемой пористой среды можно изучать закономерности перераспределения температур в пористой среде в стационарном поле давлений.

В соответствии с определениями (I. 37) и (I. 43) несжимаемая жидкость отличается положительным постоянным значением коэффициента Джоуля-Томсона ε_I и нулевым значением коэффициента η_s. Таким образом, член, содержащий частную производную давления по времени t уравнения сохранения энергии (III. 51) для несжимаемой жидкости, исчезает. Скорость фильтрации несжимаемой жидкости в любой точке пористой среды прямо пропорциональна объемному расходу. Итак, уравнение сохранения энергии для несжимаемой жидкости (III. 51) принимает вид

$$a \operatorname{div} \operatorname{grad} T = \frac{\partial T}{\partial t} + \bar{u} \left[\operatorname{grad} T + \varepsilon_I \operatorname{grad} p\right], \qquad \text{(IV. 1)}$$

где $a = \dfrac{\lambda}{c_{\text{п}}}$ — коэффициент температуропроводности пористой среды, u — скорость конвективного переноса тепла в пористой среде, определяемая по формуле (III. 52).

Допуская, что в общем случае проницаемость пористой среды является функцией координат, градиент давления следует вычислять

из уравнения закона фильтрации (III. 1) для заданного постоянного расхода жидкости Q_0.

В ограниченных интервалах времени и при достаточно больших скоростях конвективного переноса тепла теплопроводный член уравнения (IV. 1) не может сколько-нибудь существенно повлиять на эпюру температур в пласте и как второстепенный может быть пропущен. Это позволяет изучить влияние конвективного переноса тепла и следствия дроссельного процесса по более простому уравнению без учета теплопроводных помех

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \overline{U}\left[\operatorname{grad} T + \varepsilon_I \operatorname{grad} p\right] = 0. \qquad \text{(IV. 2)}$$

Как дальше увидим, упрощенное уравнение (IV. 2) характеризует чрезвычайно интересные особенности дроссельного движения в пористой среде. Первый теплопроводный член уравнения (IV. 1) не вносит заметных изменений в решение более простого уравнения (IV. 2). Влияние теплопроводности будет рассмотрено в следующей главе.

§ 2. ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНЫЙ ГОРИЗОНТАЛЬНЫЙ ПОТОК ЖИДКОСТИ В ПЛАСТЕ

В качестве модели для аналитического исследования горизонтальных потоков жидкости в пласте рассмотрим проницаемое пористое тело в виде цилиндрического стержня длиной L, впрессованное в непроницаемую и теплоизолирующую трубку. На торцах стержня поддерживается постоянный перепад давлений $\Delta p_0 = p_0 - p_L$. Начало координат $x = 0$ помещаем в плоскости торца с более высоким давлением p_0. Через стержень фильтруется несжимаемая жидкость с постоянным расходом Q_0 или со скоростью фильтрации v_0. Значение ординаты x нарастает в сторону движения жидкости. Отсчет времени ведется с момента приложения перепада давления, т. е. с начала движения жидкости. В начальный момент времени температура и давление в пористом теле принимаются заданными функциями ординаты x. Температура нагнетаемой жидкости в плоскости $x = 0$ считается известной функцией времени t. Проницаемость пористой среды зависит от координаты x. Значения физических параметров несжимаемой жидкости в пористой среде (значения вязкости μ, коэффициента Джоуля-Томсона ε_i, температуропроводности a и проницаемости k) считаются независимыми от температуры и давления.

Требуется найти распределение температур в пористом теле во времени и вдоль оси x, вызванное дроссельным процессом и конвекцией без учета теплопроводности, т. е. распределение температур, отвечающее дифференциальному уравнению (IV. 2) и принятым выше начальным и граничным условиям, а затем оценить степень искажения найденного температурного поля в результате наличия неизбежных теплопроводных потоков. Для указанных выше условий из общего уравнения энергии (IV. 2) получаем дифференциальное

уравнение в частных производных с постоянными коэффициентами

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u_0 \frac{\partial T}{\partial x} + \varepsilon_0 u_0 \frac{\partial p}{\partial x} = 0. \qquad \text{(IV. 3)}$$

При заданном расходе жидкости Q_0 и известной проницаемости $k(x)$ как функции ординаты x скорость конвективного переноса тепла и градиент давлений можно найти по формуле

$$u_0 = \frac{c_p}{c_{\text{п}}} \gamma \frac{Q_0}{F_0}; \quad \frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{\mu Q_0}{k(x) F_0}, \qquad \text{(IV. 4)}$$

где F_0 — площадь сечения потока.

Рассмотрим несколько случаев с различными начальными и краевыми условиями.

Случай постоянной температуры нагнетаемой жидкости и начальной температуры пласта

В соответствии с принятыми условиями задачи скорость переноса температур $u = u_0$, температура нагнетаемой жидкости $T(0, t) = T_0$, начальная температура пористого тела $T(x, 0) = T_0$, коэффициент ε_0 не зависит от давления и температуры.

Уравнение (IV. 3) в частных производных с постоянными коэффициентами приводится к виду обыкновенного дифференциального уравнения с помощью интегральных преобразований Лапласа по одной из независимых переменных, например по переменной

$$T(x, t) \leftrightarrows T_{\text{и}}(S, t); \quad p(x) \leftrightarrows p_{\text{и}}(S). \qquad \text{(IV. 5)}$$

Знаком $\leftarrow \div \rightarrow$ фиксируем соответствие изображения $F_{\text{и}}(S)$ оригиналу функции $F(x)$.

В соответствии с правилами операторного метода изображение производных запишется так

$$\frac{\partial T(x, t)}{\partial x} \leftrightarrows S\left[T_{\text{и}}(S, t) - \frac{T_0}{S}\right];$$

$$\frac{dp(x)}{dx} \leftrightarrows S\left[p_{\text{и}}(S) - \frac{p_0}{S}\right]. \qquad \text{(IV. 6)}$$

После подстановки изображений (IV. 5) и (IV. 6) в уравнение (IV. 4) получаем

$$T'_{\text{и}}(S, t) + Su_0\left[T_{\text{и}}(S, t) - \frac{T_0}{S}\right] + S\varepsilon_0 u_0\left[p_{\text{и}}(S) - \frac{p_0}{S}\right] = 0. \qquad \text{(IV. 7)}$$

Общее решение этого линейного уравнения для изображения имеет такой вид

$$T_{\text{и}}(S, t) = \mathrm{e}^{-Su_0 t}\left\{c - su_0\left[\varepsilon_0 p(S) - \frac{\varepsilon_0 p_0}{S} - \frac{T_0}{S}\right]\int_0^{\vartheta=t} \mathrm{e}^{+Su_0\vartheta}\, d\vartheta\right\}, \qquad \text{(IV. 8)}$$

где постоянная c определяется из начального условия $T_и(S, 0) = \frac{T_0}{S}$ при $t = 0$ или

$$c = \frac{T_0}{S}. \qquad \text{(IV. 9)}$$

Таким образом, получаем следующее решение задачи для изображения

$$T_и(S, t) = \frac{T_0}{s} + \varepsilon_0 \left[p_и(S) - \frac{p_0}{S} \right] (e^{-Sut} - 1). \qquad \text{(IV. 10)}$$

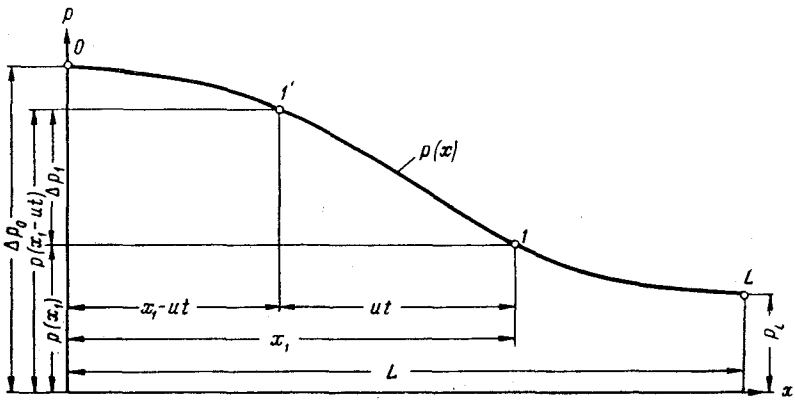

Рис. 4. Кривая распределения давлений в пористой среде и ее связь с температурным дроссельным эффектом.

Умножение изображения функции $f(x)$, отличной от нуля (только при $x > 0$), на выражение e^{-Sb} отвечает запаздыванию оригинала функции на интервал b, т. е. соответствует значению $f(x-b)$. Поскольку изображение $p_и(S) - \frac{p_0}{S}$ характеризует оригинал $p(x) - p_0$, то изображение $\left[p_и(S) - \frac{p_0}{S} \right] e^{-Sut}$ отвечает оригиналу $p(x - ut) - p_0$. Значит, обратное преобразование изображения (IV. 10) дает такое решение задачи для оригинала

$$T(x, t) = T_0 + \varepsilon_0 [p(x - ut) - p(x)], \qquad \text{(IV. 11)}$$

причем для отрицательных аргументов $x - ut < 0$, $p(x - ut) = p_0$; это означает, что $T(x, t)$ становится независимым от времени t.

Физический смысл этого решения поясним с помощью графика на рис. 4, изображающего кривую стационарного распределения давления $p(x)$ в прямоугольной системе координат p, x. Изменения температуры в любой точке x, например в точке 1, пропорциональны проекции отрезка $\overline{11'}$ на ординату p. Отрезок $\overline{11'}$ отвечает расстоянию точки 1 от некоторой точки $1'$, которая в момент времени $t = 0$ выходит из точки 1 и движется по кривой $p(x)$ к началу координат, сохраняя при этом постоянную скорость движения u_0 в проекции на ось x.

В момент, когда точка *1'* достигает начала координат $\left(\text{в момент } t_1 = \frac{x_1}{u_0}\right)$, температура в точке *1* стабилизируется на уровне $T_{1м} = T_0 + \varepsilon_0 [p_0 - p(x)]$.

Продолжительность процесса перераспределения температур в исследуемом пористом стержне, вызванного дроссельным эффектом, соответствует продолжительности перемещения точки *1* с постоянной скоростью u_0 от одного конца стержня до другого, т. е. $t_L = \frac{L}{u_0}$.

Анализируя решение (IV. 11), нетрудно заметить характерное свойство дроссельного движения несжимаемой жидкости в пористой среде, которое можно описать так: температурная кривая в любой точке пористой среды в координатах «температура — время» отражает часть кривой распределения давления в пористой среде в координатах «давление — расстояние» в интервале от наблюдаемой точки до начала координат.

Температурная кривая, измеряемая во времени, на выходе пористой среды в точке $x = L$ (в точке, доступной для наблюдений) отображает распределение давления вдоль всей длины пористого тела. Это замечательное свойство дроссельного процесса открывает новые возможности зондирования пористых тел без разрезания или разрушения исследуемого образца (например, керна), а в промышленных масштабах — возможности глубокого зондирования гидродинамического состояния призабойной зоны пласта, о чем более подробно будет сказано ниже.

Распределение температур в однородном пористом стержне, вызванное дроссельным эффектом несжимаемой жидкости для разных моментов времени, показано на рис. 5. В момент времени $0 < t < t_L$ эпюра температур вдоль оси x изображается двумя прямыми отрезками $\overline{on}$ и $\overline{nn'}$, где n индекс эпюры, отвечающий моменту времени t_n. Наклон отрезка $\overline{on}$ измеряется соотношением $\frac{\varepsilon_0}{L}(p_0 - p_L)$. Отрезок $\overline{nn'}$ сохраняет параллельное направление к оси x. Точка пересечения отрезков n перемещается по линии $o\overline{t}$ с постоянной скоростью u_0.

В момент времени t_2 температура стержня до расстояния $x_2 = u_0 t_2$ (до точки *2* на рис. 5) нарастает по прямолинейному закону, дальше от точки *2* до конца стержня $x = L$ температура сохраняется постоянной на уровне ΔT_2. В каждой отдельно наблюдаемой точке пористого стержня x_n температура изменяется равномерно в соответствии с законом

$$\Delta T = \frac{\varepsilon}{L}(p_0 - p_L) u_0 t \qquad \text{(IV. 12)}$$

до предельного значения

$$\Delta T_м = \frac{\varepsilon}{L}(p_0 - p_L) x_n. \qquad \text{(IV. 13)}$$

Дальше температура в точке x_n не изменяется.

В конечном итоге установившаяся температурная кривая во всем стержне отвечает предельному значению дроссельного эффекта.

Сложнее представляется эпюра температур в стержне, неоднородном по проницаемости. На рис. 6 показано распределение температур в стержне, сложенном из двух кусков одинаковой длины, но различной проницаемости $k_1 > k_2$.

В начале, пока $t < \frac{L}{2u_0}$, эпюра температур слагается из четырех прямых отрезков $\overline{01}$, $\overline{11'}$, $\overline{1'1''}$ и $\overline{1''1'''}$. Наклон первого отрезка $\overline{01}$

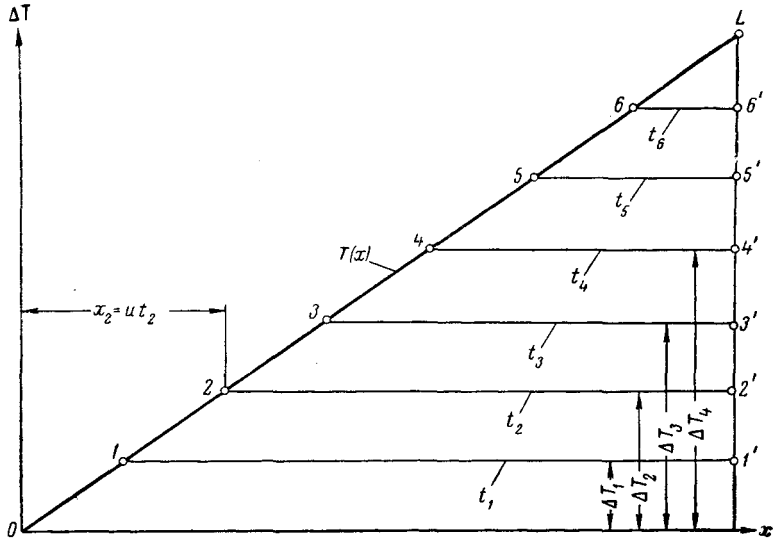

Рис. 5. Распределение температур в однородном пористом стержне в разные моменты времени.

соответствует наклону кривой давления в первой половине стержня. Отрезки $\overline{11'}$ и $\overline{1''1'''}$ параллельны к оси z и изменяют расстояние от нее, прямо пропорционально наклону соответствующей кривой распределения давления. После перехода точки *2* во вторую половину стержня, когда $t > \frac{L}{2u_0}$, температура в первой половине стержня стабилизируется на уровне отрезка $\overline{02}$, а эпюра температур во второй половине стержня изображается двумя наклонными отрезками $\overline{23''}$ и $\overline{3''3'''}$. Темп изменения температур во второй половине стержня в период $t > \frac{L}{2u_0}$ становится равным темпу изменения температур в первой половине стержня при $t < \frac{L}{2u_0}$. Таким образом, наблюдая за изменением температуры ΔT_1, ΔT_2, ΔT_3 и т. д. на выходе жидкости из стержня, получаем температурную кривую во времени (рис. 7)

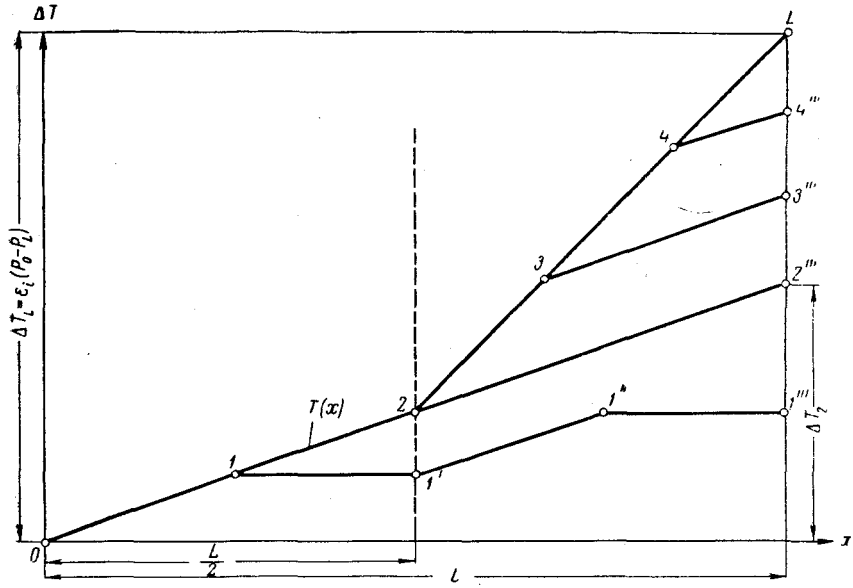

Рис. 6. Распределение температур в неоднородном пористом стержне в разные моменты времени.

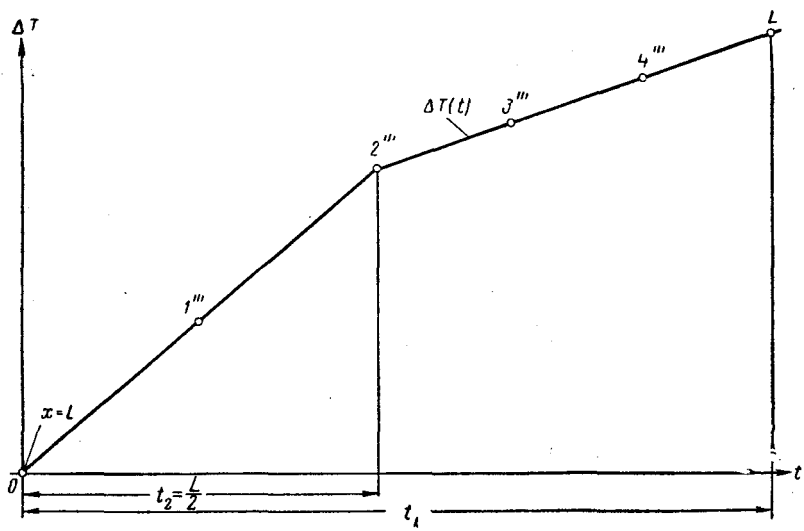

Рис. 7. Температура на выходе жидкости из пористой среды в функции времени.

которая копирует кривую давления в стержне от точки наблюдения $x = L$ до начала координат $x = 0$. В этом и заключается большая практическая ценность температурной кривой как средства для глубокого зондирования гидродинамических особенностей природных залежей нефти и газа.

Полученная простая взаимосвязь между распределением пластовых давлений и температурной кривой, выходящей из пласта жидкости, сохраняется и в случае любой более сложной неоднородности пористой среды. Влияние соосных теплопроводных потоков сказывается в первую очередь в точках излома температурных кривых, что будет рассмотрено в главе VII.

Случай нестационарного начального распределения температур в пористой среде

До сих пор мы исходили из гидростатического начального состояния и постоянной начальной температуры пористой среды. Сохраняя первое условие, перейдем к случаю, когда в начальный момент температура пористой среды является заданной функцией ординаты x или

$$T(x, 0) = T_0(x). \qquad \text{(IV. 14)}$$

Если температура нагнетаемой жидкости будет сохраняться (как и раньше) постоянной на уровне $T(0, t) = T_0 = \text{const}$, то изображения производных по Лапласу будут совпадать с выражениями (IV. 6), следовательно, и общее решение задачи совпадает с решением (IV. 8). Однако постоянная интегрирования c в соответствии с условием (IV. 14) принимает здесь другое значение, поскольку $T_и(S, 0) = T_{и0}(S)$, где $T_{и0}(S)$ — изображение функции начального распределения температур. Значит,

$$c = T_{и_0}(S). \qquad \text{(IV. 15)}$$

После подстановки (IV. 15) в (IV. 8) находим решение задачи для изображения в таком виде

$$T_и(S, t) = T_{и_0}(S)\, e^{-Su_0 t} + \frac{T_0}{S}\left(1 - e^{-Su_0 t}\right) + \\ + \varepsilon_0 \left[p_и(S) - \frac{p_0}{S}\right]\left(e^{-Su_0 t} - 1\right). \qquad \text{(IV. 16)}$$

На основании теоремы запаздывания получаем следующее решение для оригинала температурной функции

$$T(x, t) = T_0(x - u_0 t) + \varepsilon_0 [p(x - u_0 t) - p(x)], \qquad \text{(IV. 17)}$$

причем для отрицательных аргументов $x - u_0 t < 0$ значения температуры и давления становятся постоянными $T(x - u_0 t) = T_0$.

Физический смысл решения (IV. 17) наглядно виден на рис. 8. Начальный температурный профиль $T_0(x)$ переносится конвективным

потоком вдоль оси x с постоянной скоростью u_0, причем на первоначальную эпюру температур накладывается температурный эффект дроссельного процесса. В однородном пористом стержне, где $\frac{dp}{dx} = \text{const}$, начальный температурный профиль переносится без деформаций (без учета теплопроводных помех) вдоль оси x, как бы скользя

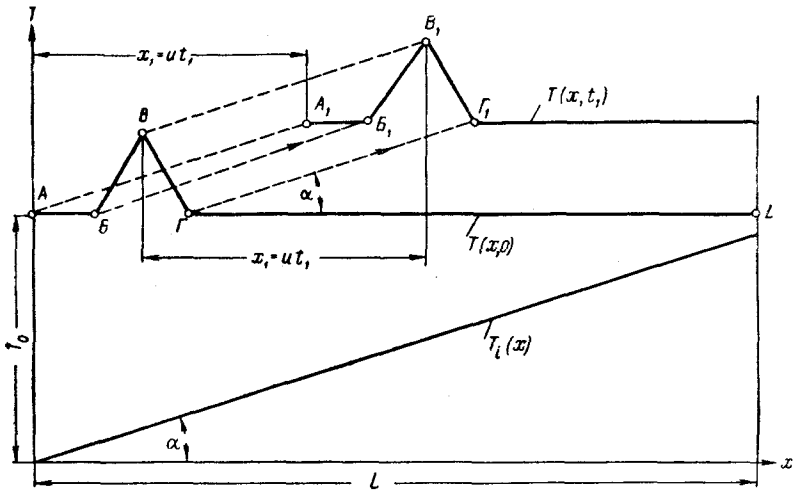

Рис. 8. Конвективный перенос температурного профиля в пористом стержне от начального положения до положения с учетом дроссельного эффекта.

по наклонной прямой предельных температур дроссельного эффекта. Начальный участок температурного профиля $\overline{AA}_1$ для $x_0 \leqslant u_0 t$ зависит уже от температуры нагнетаемого теплоносителя T_0 и формируется по закону (IV. 11).

Свойство конвективного переноса температурного профиля в пористом стержне без искажения формы позволяет рассматривать теплопроводные помехи независимо от тепловой конвекции и дроссельного эффекта, что в значительной мере упрощает аналитические исследования.

Случай непостоянной температуры теплоносителя

Пусть температура нагнетаемой жидкости в начале координат изменяется во времени

$$T(0, t) = T_0(t). \qquad \text{(IV. 18)}$$

Сохранив при этом условие постоянства начальной температуры пористой среды $T(x, 0) = T_0$, получим из (IV. 3) следующее исходное уравнение для изображения по переменной x

$$T'(S, t) + u_0 S\, T_и(S, t) - u_0 S \frac{T_0(t)}{S} + \varepsilon_0 u_0 S \left[p_и(S) - \frac{p_0}{S} \right] = 0. \qquad \text{(IV. 19)}$$

Общее решение этого уравнения для изображения следует записать так

$$T_{\text{и}}(S, t) = \mathrm{e}^{-Su_0 t}\left\{c + Su_0 \int_0^t \frac{T_0(\vartheta)}{S}\,\mathrm{e}^{+Su_0\vartheta}\,d\vartheta - \right.$$

$$\left. - Su_0\,\varepsilon_0 \int_0^t \left[p_{\text{и}}(S) - \frac{p_0}{S}\right]\mathrm{e}^{+Su_0\vartheta}\,d\vartheta\right\}. \qquad \text{(IV. 20)}$$

Из принятых краевых условий для начального момента времени $t = 0$ вытекает $T_{\text{и}}(S, 0) = \frac{T_0}{S}$, что после подстановки в уравнение (IV. 20) дает значение постоянной $c = \frac{T_0}{S}$. Таким образом, получаем искомое решение для изображения

$$T_{\text{и}}(S, t) = \frac{T_0}{S}\,\mathrm{e}^{-Su_0 t} + \varepsilon_0\left[p_{\text{и}}(S) - \frac{p_0}{S}\right]\left(\mathrm{e}^{-Su_0 t} - 1\right) +$$

$$+ u_0\,\mathrm{e}^{-Su_0 t}\int_0^t T_0(\vartheta)\,\mathrm{e}^{+Su_0\vartheta}\,d\vartheta. \qquad \text{(IV. 21)}$$

Оригинал первого члена решения (IV. 21) определяет постоянную температуру на расстояниях $x > U_0 t$. Оригинал второго члена встречался раньше и отвечает влиянию дроссельного эффекта (IV. 11). Оригинал третьего члена нам пока не известен. Для обратного преобразования этой функции представим ее в виде ряда

$$u_0\,\mathrm{e}^{-Su_0 t}\int_0^t T_0(\vartheta)\,\mathrm{e}^{+Su_0\vartheta}\,d\vartheta = \sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\frac{T_0(t)^{(n)}}{u_0^n S^{n+1}} -$$

$$- \sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\frac{T_0(0)^{(n)}}{u_0^n S^{n+1}}\,\mathrm{e}^{-Su_0 t}, \qquad \text{(IV. 22)}$$

где $T_0(t)^{(n)}$ — производная функции $T_0(t)$ n-го порядка.

Напомним следующие формулы преобразований Лапласа

$$\frac{1}{S^{n+1}} \leftrightarrows \frac{x^n}{n!}; \quad \frac{\mathrm{e}^{-Su_0 t}}{S^{n+1}} \leftrightarrows \frac{(x - u_0 t)^n}{n!}. \qquad \text{(IV. 23)}$$

На основании этих формул можем перевести ряды изображений (IV. 22) в ряды оригиналов, а именно

$$\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\frac{T_0(t)^{(n)}}{u_0^n S^{n+1}} \leftrightarrows \sum_{n=0}^{\infty}\frac{T_0(t)^{(n)}}{n!}\left(-\frac{x}{u_0}\right)^n \qquad \text{(IV. 24)}$$

$$\mathrm{e}^{-Su_0 t}\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^{(n)}\frac{T_0(0)^{(n)}}{u_0^n S^{n+1}} \leftrightarrows \sum_{n=0}^{\infty}\frac{T_0(0)^n}{n!}\left[-\frac{(x - u_0 t)}{u_0}\right]^n. \qquad \text{(IV. 25)}$$

Первый ряд (IV. 24) представляет разложение функции $T_0\left(t-\frac{x}{u_0}\right)$ в ряд Тейлора, второй ряд (IV. 25) — разложение той же функции в ряд Маклорена для $x > u_0 t$, т. е. для отрицательного аргумента функции. Поскольку функция $T_0(t)$ по условиям задачи (IV. 18) задана для положительных значений аргумента t, то второй ряд приравняем к нулю. Значит в конечном итоге находим оригинал изображения

$$u_0 e^{-Su_0 t} \int_0^t T_0(\vartheta) e^{+Su_0 \vartheta} d\vartheta \leftrightarrow T_0\left(t-\frac{x}{u_0}\right). \qquad (IV.26)$$
$$x < u_0 t$$

Тогда решение задачи для оригинала будет иметь вид

$$T(x, t) = T_0\left(t-\frac{x}{u_0}\right) + T_0 + \varepsilon_0 [p(x-u_0 t) - p(x)]. \qquad (IV.27)$$
$$x < u_0 t \qquad x > u_0 t$$

Первый член решения $T_0\left(t-\frac{x}{u_0}\right)$ означает, что температура в наблюдаемой точке x пористой среды в момент времени t равна температуре, которая была в начале координат в момент времени $\left(t-\frac{x}{u_0}\right)$. Первый член решения имеет физический смысл в пределах ординаты $x \leqslant u_0 t$. В этих пределах образуется новый температурный профиль, отображающий в пространстве изменения температуры теплоносителя в начале координат во времени. Влияние изменений температуры теплоносителя распространяется до пределов конвективного переноса начального температурного профиля, т. е. на расстояние $x = u_0 t$. В интервале $x > u_0 t$ температурный профиль стержня отвечает первоначальному, сдвинутому на расстояние $\Delta x = u_0 t$ и определяется вторым членом решения (IV. 27).

Если начальная температура в пористой среде была непостоянной, то это отразится только на втором члене решения. Тогда общее решение будет учитывать и начальную функцию распределения температур в пористом теле, как в решении (IV. 17), и изменения температур теплоносителя во времени, как решение (IV. 27). Значит, общее решение будет следующим

$$T(x, t) = T_{t_0}\left(t-\frac{x}{u_0}\right) + T_{x_0}(x-u_0 t) + \varepsilon_0 [p(x-u_0 t) - p(x)], \qquad (IV.28)$$
$$x \leqslant u_0 t \qquad x > u_0 t$$

причем для отрицательных аргументов оригиналы T_{0t} и T_{0x} равны нулю.

Построив функцию T_{t_0} в системе прямоугольных координат $[T, u_0 t]$ налево от точки $x = 0$ (рис. 9), получим кривую, изображающую будущий температурный профиль пористой среды в масштабе $t = \frac{x}{u_0}$. Если теперь продолжим эту кривую вправо фактиче-

ским температурным профилем T_{0x} для момента времени $t = 0$, то заметим, что сумму первых двух членов (IV. 28) можно заменить одним членом решения, если придать ему соответствующее значение

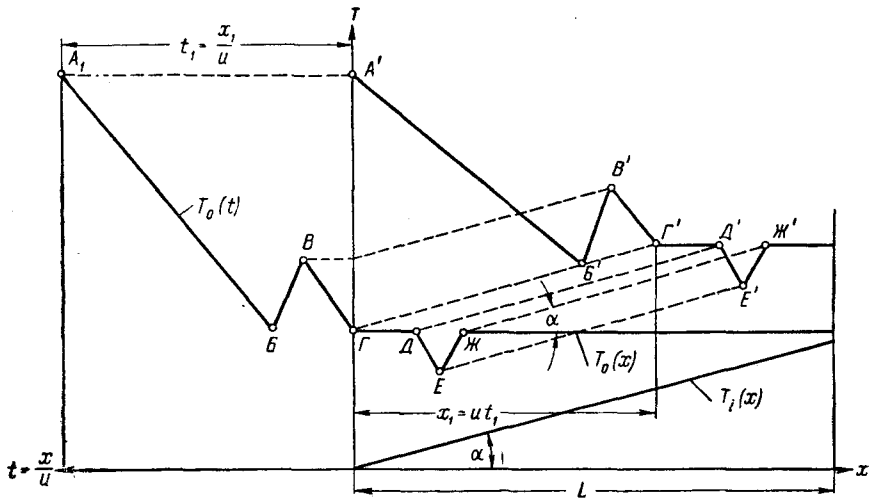

Рис. 9. Отображение конвективного смещения фактического и фиктивного температурных профилей в пористом стержне.

для отрицательных аргументов. В этом случае решение (IV. 27) можно записать в более простом виде

$$T(x, t) = T(x - u_0 t) + \varepsilon_0 [p(x - u_0 t) - p(x)], \qquad \text{(IV. 29)}$$

где для положительных значений аргумента $(x - u_0 t) > 0$, $T(x - u_0 t) = T_{x_0}(x - u_0 t)$, а для отрицательных $T(x - u_0 t) = T_{0t}\left(t - \frac{x}{u_0}\right)$.

Случай переменного расхода теплоносителя

В жесткой термодинамической системе скорость фильтрации определяется граничными условиями и геометрией потока. Градиент давления и скорость конвективного переноса будет находиться в прямой пропорциональной зависимости от расхода жидкости или от перепада давлений между контуром и скважиной

$$\operatorname{grad} p = \frac{\operatorname{grad} p_0}{Q_0} Q(t); \quad \bar{u}(t) = \frac{\bar{u}_0}{Q_0} Q(t), \qquad \text{(IV. 30)}$$

где $Q(t)$ — отбор жидкости из скважины как функция времени t; индексом 0 обозначаются градиенты и скорости фильтрации, отвечающие постоянному отбору жидкости Q_0.

После подстановки (IV. 30) в исходное уравнение (IV. 3) получим для плоскопараллельного случая дифференциальное уравнение в частных производных с переменными коэффициентами, а именно

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u(t)\frac{\partial T}{\partial x} + u(t)\frac{\varepsilon_0 u(t)}{u_0}\frac{\partial p_0}{\partial x} = 0. \qquad \text{(IV. 31)}$$

При введении новой переменной

$$\lambda = \int_0^t u(t)\,dt, \qquad \text{(IV. 32)}$$

физический смысл которой отвечает пути конвективного переноса тепла, получим из (IV. 31) следующее уравнение

$$\frac{\partial T}{\partial \lambda} + \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\varepsilon_0}{u_0}\Phi_0(\lambda)\frac{\partial p_0}{\partial x} = 0, \qquad \text{(IV. 33)}$$

где $\Phi_0(\lambda) \equiv u[\varphi(\lambda)] \equiv u(t)$; $\varphi(\lambda) = t$.

В изображениях по переменной x и для краевых условий $T(0, \lambda) = T(x,0) = T_0$ выражение (IV. 33) принимает вид обыкновенного дифференциального уравнения

$$T_{\text{и}}[s, \lambda] + s\left[T_{\text{и}}(s, \lambda) - \frac{T_0}{s}\right] + \frac{s\varepsilon_0}{u_0}\Phi_0(\lambda)\left[p_{\text{и}}(s) - \frac{p_0}{s}\right]. \qquad \text{(IV. 34)}$$

Общее решение этого уравнения запишем так

$$T_{\text{и}}(s, \lambda) = \mathrm{e}^{-s\lambda}\left\{c + T_0\int_0^{\lambda}\mathrm{e}^{+s\lambda}\,d\lambda - \frac{s\varepsilon_0}{u_0}\left[p_{\text{и}}(s) - \frac{p_0}{s}\right]\int_0^{\lambda}\Phi_0(\lambda)\,\mathrm{e}^{+s\lambda}\,d\lambda\right\}. \qquad \text{(IV. 35)}$$

Для начального момента времени $t = 0$ или $\lambda = 0$ $T_{\text{и}}(s,0) = \frac{T_0}{s}$ или $c = \frac{T_0}{s}$. Следовательно, решение задачи в изображениях представляется так

$$T_{\text{и}}(s, \lambda) = \frac{T_0}{s} - s\frac{\varepsilon_0}{u_0}\left[p_{\text{и}}(s) - \frac{p_0}{s}\right]\mathrm{e}^{-s\lambda}\int_0^{\lambda}\Phi_0(\lambda)\,\mathrm{e}^{+s\lambda}\,d\lambda. \qquad \text{(IV. 36)}$$

По аналогии к решению (IV. 26) оригинал изображения (IV. 36) будет

$$\mathrm{e}^{-s\lambda}\int_0^{\lambda}\Phi_0(\lambda)\,\mathrm{e}^{+s\lambda}\,d\lambda \dashrightarrow \Phi_0(\lambda - x). \qquad \text{(IV. 37)}$$

Поскольку по начальным условиям задачи для $t < 0$ отбор жидкости отсутствует или $Q(t) = 0$, то, очевидно, для аргумента $(\lambda - x) < 0$ или для $x > \lambda$ $\Phi_0(\lambda - x) = 0$.

Используя теорему операторного метода об умножении изображений, можно получить оригинал изображения (IV. 36) в виде свертки

$$T(x, t) = T_0 + \frac{\varepsilon_0}{u_0} \int_0^{\xi=x} \Phi_0(\lambda - \xi) \frac{dp(x-\xi)}{d\xi} d\xi. \qquad \text{(IV. 38)}$$

Поскольку для $\xi > \lambda$ значение $\Phi_0(\lambda - \xi) = 0$, то значение свертки изменяется лишь в ограниченных пределах изменения аргумента λ, а именно $0 < \xi < \lambda$.

Из (IV. 38) видно, что даже в самом простом случае при постоянной проницаемости пористой среды, ее температура изменяется по сложному закону, мало пригодному для практической интерпретации глубинных измерений. Видимо, практическое значение в области температурных исследований скважин сохраняется только лишь в случае постоянного во времени отбора жидкости из скважины.

§ 3. ВЕРТИКАЛЬНАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ В ЗЕМНОЙ КОРЕ

На выходах крутозалегающих комплексов осадочных пород в областях питания или разгрузки подземных водонапорных систем встречаются потоки воды, близкие к вертикальным. Особый интерес к вертикальным потокам в земной коре проявляют сторонники глубинного происхождения нефти. Они предполагают, что поток нефти пробивается с низов под давлением, близким к геостатическому, через систему тектонических нарушений или трещин, которые образуются в результате высокого напора восходящего потока.

Исходное уравнение энергии для вертикального потока несжимаемой жидкости следует записать так

$$a \frac{\partial^2 T}{\partial h^2} = \frac{\partial T}{\partial t} + u_0 \left[\frac{\partial T}{\partial h} + \varepsilon_0 \frac{\partial p}{\partial h} + \frac{A}{c_p} \frac{\partial z}{\partial h} \right]. \qquad \text{(IV. 39)}$$

Если начало координаты глубины $h = 0$ принять на уровне поверхности земли, то потенциальная энергия z с увеличением ординаты h будет, очевидно, уменьшаться $\frac{\partial z}{\partial h} = -1$. Перепад давления зависит от удельного веса жидкости γ_0, скорости фильтрации v и проницаемости пород, а именно $\frac{\partial p}{\partial h} = \gamma_0 - \frac{\mu}{k} v$. Используя сказанное и зная, что для несжимаемой жидкости $\varepsilon_0 = \frac{A}{c_p} \frac{1}{\gamma_0}$, получаем из (IV. 39) такое уравнение

$$a \frac{\partial^2 T}{\partial h^2} = \frac{\partial T}{\partial t} + u_0 \left[\frac{\partial T}{\partial h} - c_0 \right], \qquad \text{(IV. 40)}$$

где

$$c_0 = \pm \varepsilon_0 \frac{\mu}{k} v. \qquad \text{(IV. 41)}$$

Знак плюс соответствует движению по направлению ординаты h, т. е. вниз, знак минус — движению вверх. Коэффициент c_0 отражает влияние эффекта Джоуля — Томсона.

В предельном случае при движении жидкости вниз, когда весь гравитационный напор поглощается гидродинамическими сопротивлениями или когда $\frac{\partial p}{\partial h} = 0$ или $\gamma_0 = \frac{\mu}{k} v$, имеем $c_0 = \frac{A}{c_p}$. При вертикальной миграции вверх, когда градиент давления в потоке отвечает градиенту геостатического давления $\left(\frac{\partial p}{\partial h} \approx 2\gamma_0 \text{ или } \frac{\mu}{k} v \approx 2\gamma_0\right)$, получаем $c_0 = -\frac{A}{c_p}$.

Для заданного геотермического градиента температуры Γ_0, постоянного значения коэффициента c_0 и постоянной скорости потока без учета теплопроводности ($a = 0$) уравнение (IV. 40) в преобразованиях Лапласа по переменной x представляется так

$$\frac{\partial T_и}{\partial t} + u_0 s \left[T_и - \frac{T_0}{s}\right] - \frac{u_0 c_0}{s} = 0. \qquad \text{(IV. 42)}$$

Отсюда получаем известное общее решение для изображения

$$T_и = c\, e^{-u_0 s t} + \frac{T_0}{s} + \frac{c_0}{s^2}. \qquad \text{(IV. 43)}$$

Из начального условия $T(h, 0) = \frac{T_0}{s} + \frac{\Gamma_0}{s^2}$ вытекает, что

$$c = \frac{\Gamma_0}{s^2} - \frac{c_0}{s^2} \quad \text{или}$$

$$T_и = \frac{T_0}{s} + \frac{\Gamma_0}{s^2} e^{-u_0 s t} + \frac{c_0}{s^2}\left[1 - e^{-u_0 s t}\right]. \qquad \text{(IV. 44)}$$

Оригинал изображения (IV. 44) будет следующим

$$T = T_0 + \Gamma_0 (h - u_0 t) + c_0 u_0 t. \qquad \text{(IV. 45)}$$

В потоке, направленном вниз, в пределах глубин $h < u_0 t$ по условиям задачи $T = T_0$, а для глубин $h > u_0 t$ справедливо решение (IV. 45).

Член решения $\Gamma(h - u_0 t)$ определяет конвективный перенос тепла, в результате которого геотермическая кривая температуры смещается параллельно самой себе вниз со скоростью u_0. Член $u_0 c_0 t$ выражает эффект нагревания пород вследствие внутреннего трения в потоке.

Равенство (IV. 45) сохраняет силу и для вертикальной миграции вверх, если изменить знаки следующим образом

$$T = T_0 + \Gamma(h + u_0 t) - u_0 c_0 t. \qquad \text{(IV. 46)}$$

На рис. 10 показана нормальная геотерма Γ_0 и две сдвинутые геотермические кривые вследствие миграции жидкости вниз $\Gamma\downarrow$ и вверх $\Gamma\uparrow$. Пунктирными кривыми показан эффект нагревания пород теплом Джоуля — Томсона и качественные изменения темпе-

ратурной кривой вблизи поверхности земли за счет теплопроводных потоков. Более подробно влияние теплопроводности будет рассмотрено в седьмой главе.

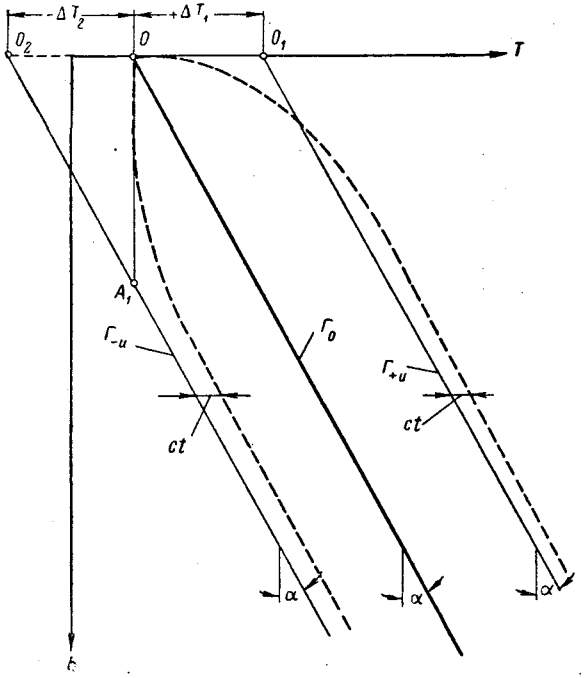

Рис. 10. Конвективный перенос геотермы при вертикальной миграции жидкости в земной коре.

Γ_0—геотерма при отсутствии миграции; Γ_{+4}—геотерма в области разгрузки подземных вод; Γ_{-4}—геотерма в области питания.

Характерно, что при конвективных смещениях температурной кривой сохраняется ее уклон, т. е. не изменяется значение геотермического градиента ниже точки A (на глубине $h > u_0 t$) и в то же время заметно смещается точка O, соответствующая температуре нейтрального слоя.

§ 4. ПЛОСКОРАДИАЛЬНЫЙ ПОТОК

Уравнение энергии (IV. 2) для плоскорадиального потока в коаксиально неоднородной пористой среде принимает следующий вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{r_0 u_0}{r}\left[\frac{\partial T}{\partial r} + \varepsilon_0 \frac{\partial p}{\partial r}\right] = 0, \qquad \text{(IV. 47)}$$

где u_0 — скорость конвективного переноса тепла в пористой среде на расстоянии $r = r_0$ от оси скважины.

Уравнение (IV. 47) приводится к виду уравнения плоскопараллельного потока путем замены переменной r на

$$y = r^2. \tag{IV. 48}$$

Тогда получим

$$\frac{\partial T}{\partial t} + 2r_0 u_0 \left[\frac{\partial T}{\partial y} + \varepsilon_0 \frac{\partial p}{\partial y}\right] = 0. \tag{IV. 49}$$

Замена аргумента функции r на y имеет определенное физическое содержание. Аргумент y пропорционален площади круга диаметром r или объему пласта V при постоянной мощности h. Итак, $\pi hy = V$. С другой стороны, произведение $2\pi r_0 h u_0 = u_V$ соответствует объемной скорости переноса температур. Придавая именно такое физическое значение переменной V, заметим, что уравнение (IV. 49) приобретает вид уравнения плоскопараллельного потока

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u_V \left[\frac{\partial T}{\partial V} + \varepsilon_0 \frac{\partial p}{\partial V}\right] = 0, \tag{IV. 50}$$

причем

$$u_V = \frac{c_p}{c_\text{п}} Q_0, \tag{IV. 51}$$

где Q_0 — объемный расход жидкости. Уравнение (IV. 51) имеет более общий характер [85]: оно применимо к элементарной дроссельной струйке любого поперечного сечения при условии

$$dV = F(l)\, dl, \tag{IV. 52}$$

где l — длина пути переноса тепла; $F(l)$ — площадь эквипотенциальной поверхности. Так, например, для пространственного радиального потока аргумент V будет равен $\frac{4}{3}\pi r^3$, а $dV_r = 4\pi r^2 dr$.

С физической точки зрения, под объемом dV в формуле (IV. 52) следует подразумевать часть объема пористого тела, нагретого в интервале времени dt. Как бы не изменялось сечение струйки, при постоянном объеме пористого тела и постоянном расходе жидкости время конвективного переноса температуры через все пористое тело остается неизменным.

Таким образом, все закономерности, изученные нами раньше для случая плоскопараллельного потока в системе координат $[T, x, t]$, будут справедливы и для потока любой геометрии, в том числе и для плоскорадиального потока в системе координат $[T, V, t]$.

На первый взгляд может показаться, что последнее замечание исключает необходимость дальнейших исследований потоков сложной геометрической формы, по крайней мере, стационарного плоскорадиального потока. Однако, как дальше увидим, радиальный поток обладает рядом отличительных особенностей. В частности, иной вид приобретает температурное поле вокруг нагнетательных скважин. Геометрия радиального потока наиболее близка геометрии реальных потоков в природных пластах, особенно в призабойной зоне скважин. Поэтому детальное изучение именно радиальных дроссельных пото-

ков имеет большое практическое значение для нефтедобывающей промышленности.

Рассмотрим однородный горизонтальный пористый круговой пласт постоянной мощности $h = 1$ *см* (насыщенный несжимаемой жидкостью) с центральной скважиной радиуса r_0. Радиус контура пласта обозначим буквой $R_к$. Предполагается, что кровля и подошва пласта не пропускают жидкость и тепло. Пусть проницаемость пласта будет заданной функцией радиуса $k(r)$. Температура пласта в начальный момент времени $t = 0$ принимается зависимой от радиуса $T(r, 0) = T_0(r)$. Температура жидкости на контуре $r = R_к$ изменяется с течением времени по закону $T(R_к, t) = T_к(t)$. Давление в скважине изменяется, т. е. депрессия задается как функция времени $\Delta p(t)$. Найти распределение температур в пласте для $t > 0$.

Задачу будем решать для дифференциального уравнения (IV. 50) в объемных координатах $[T, V, t]$. Начало координат $V_к = 0$ принимаем на контуре при $r = R_к$. Тогда $V = \pi(R_к^2 - r^2)$, а на стенках скважины $V_0 = \pi(R_к^2 - r_0^2)$. Поскольку случай непостоянного расхода жидкости не представляет практического интереса ввиду мало заметной связи между температурным полем и полем давлений, ограничимся рассмотрением случаев постоянного расхода с учетом следующих начальных и граничных условий

$$T(0, t) = T_0(t); \quad T(V,0) = T_0(V); \quad p(0) = p_0; \quad u_V = \text{const}.$$

После преобразований функции температуры по Лапласу по переменной V уравнение (IV. 50) примет вид

$$T_и(s, t) + su_V\left[T_и(s, t) - \frac{T(0,t)}{s}\right] + s\varepsilon_0 u_V\left[p_и(s) - \frac{p_0}{s}\right] = 0. \quad \text{(IV. 53)}$$

Это уравнение рассматривалось уже при решении линейной задачи. Его общее решение для изображения следующее

$$T_и(s, t) = e^{-su_V t}\left\{c + \int_0^t T(0, \vartheta)\, e^{+su_V \vartheta}\, d\vartheta - \right.$$
$$\left. - s\varepsilon_0 u_V\left[p_и(s) - \frac{p_0}{s}\right]\int_0^t e^{+su_V \vartheta}\, d\vartheta\right\}. \quad \text{(IV. 54)}$$

Постоянная интегрирования c находится приравниванием решения (IV. 54) при $t = 0$ к заданной функции начального распределения температур $T_и(s, 0)$; при этом получаем, что $c = T_и(s, 0)$. Таким образом, получается конкретное решение поставленной задачи в изображениях

$$T_и(s, t) = T_и(s, 0)\, e^{-su_V t} \int_0^t T(0, \vartheta)\, e^{+su_V \vartheta}\, c\, \vartheta -$$
$$- \varepsilon_0\left[p(s) - \frac{p_0}{s}\right](1 - e^{-su_V t}). \quad \text{(IV. 55)}$$

Первый член правой части решения (IV. 55) характеризует в соответствии с теоремой запаздывания начальное распределение температур, сдвинутое по оси V на расстояние $u_V t$. Температура пласта в любой точке V отвечает теперь температуре, которая была в начальный момент времени в точке $(V - u_V t)$. Таким образом, обратное преобразование первого члена решения равно первоначальной функции температуры с запаздыванием на $u_V t$ или

$$T_{\text{и}}(s, 0)\, e^{-su_V t} \dashrightarrow T\left[(V - u_V t), 0\right] \qquad (IV.56)$$
$$V > u_V t$$

Очевидно, выражение (IV. 56) определяет сдвинутый температурный профиль пласта в интервале $V > u_V t$, поскольку по условиям теоремы запаздывания для отрицательных аргументов функции $T = 0$.

Второй член решения характеризует изображение той части функции времени $T(0, t)$, которая благодаря конвективному течению преобразуется в температурный профиль на участке пути от начала координат до $V = u_V t$. Иначе говоря, второй член восполняет тот пробел в температурном профиле пласта, который образовался в пределах от $V = 0$ до $V = u_V t$ в результате смещения начального температурного профиля. Если заменить функцию времени $T(0, t)$ на функцию $T_0(0, u_V t)$ таким образом, чтобы соблюдалось равенство $T(0, t) = T_0(0, u_V t)$, и построить эту функцию как продолжение температурного профиля пласта от точки $V=0$ влево, то окажется, что построенный нами фиктивный температурный профиль, перемещаясь вправо со скоростью u_V будет точно копировать функцию $T(0, t)$ в точке $V = 0$.

По аналогии с (IV. 26) оригинал второго члена будет следующим

$$u_V e^{-su_V t} \int_0^t T(0, \vartheta)\, e^{+su_V \vartheta}\, d\vartheta \dashrightarrow T_0(u_V t - V); \qquad (IV.57)$$

здесь $V < u_V t$.

По условиям задачи для отрицательных значений аргумента времени функция $T_0(-t) = 0$.

Оригинал третьего члена решения (IV. 55) отражает известное влияние дроссельного эффекта

$$\Delta T_\varepsilon = \varepsilon_0 \left[p(V - u_V t) - p(V)\right]. \qquad (IV.58)$$

Значит полное решение (IV. 55) в оригинале представляется так

$$T(V, t) = T\left[(V - u_V t), 0\right] + T_0(u_V t - V) + \varepsilon_0 \left[p(V - u_V t) - p(V)\right]. \qquad (IV.59)$$
$$V > u_V t \qquad\qquad V < u_V t$$

Если вначале $T(V, 0) = T(0, t) = T_0$, то изменения температуры пласта определяются последним членом уравнения (IV. 59).

Уравнение (IV. 59) для плоскорадиального пласта формально тождественно аналогичному уравнению для плоскопараллельного движения. Но, анализируя закономерности дроссельного эффекта в одно- и двухмерных системах, нетрудно обнаружить в них отличительные особенности.

Переведем функцию (IV. 58) в радиальные координаты, учитывая, что

$$\pi hr^2 = V_к - V; \quad \pi hr_t^2 = V_к - (V - u_V t) = \pi hr^2 + u_V t. \text{ (IV. 60)}$$

Тогда

$$\Delta T_\varepsilon(r, t) = \varepsilon \left[p\left(\sqrt{r^2 + \frac{u_V t}{\pi h}} \right) - p(r) \right]. \qquad \text{(IV. 61)}$$

В однородной коаксиальной системе пластовое давление подчиняется логарифмическому закону

$$p(r) = p_0 + \frac{\ln \frac{r}{r_0}}{\ln \frac{R_к}{r_0}} \Delta p_0, \qquad \text{(IV. 62)}$$

$$p\left(\sqrt{r + \frac{u_V t}{\pi h}} \right) = p_0 + \frac{\ln \sqrt{\frac{r^2}{r_0^2} + \frac{u_V t}{\pi hr_0^2}}}{\ln \frac{R_к}{r_0}} \Delta p_0, \qquad \text{(IV 63)}$$

где Δp_0 — перепад давлений между контуром и скважиной; r_0 и $R_к$ — радиусы скважины и контура пласта.

После подстановки (IV. 63) в (IV. 61) с учетом (IV. 51) получаем формулу распределения температур в плоскорадиальном пласте при постоянном отборе жидкости, а именно

$$\Delta T(r, t) = \varepsilon_0 \frac{\Delta p_0}{\ln \frac{R_к}{r_0}} \ln \sqrt{1 + \frac{c_ж Q_ж}{c_п \pi hr^2} t}. \qquad \text{(IV. 64)}$$

Характер температурной кривой (IV. 64) для разных моментов времени t_n показан в системе координат $[r, t]$ на рис. 11.

В отличие от температурной кривой линейного пласта, который подвергается равномерному воздействию дроссельного эффекта, здесь имеем логарифмическую температурную кривую с максимальным температурным эффектом в призабойной зоне. Температура пласта стабилизируется от контура. Отрезок установившейся температуры $\overline{K_0K_1}$; $\overline{K_1K_2}$ и т. д. копирует в определенном масштабе кривую пластовых давлений. Продолжительность полной стабилизации температур определяется условием

$$t_к = \frac{c_п V_к}{c_ж Q_ж}. \qquad \text{(IV. 65)}$$

Как вытекает из (IV. 64), эта температурная кривая в системе координат $[\Delta T,\ t]$ копирует кривую депрессии в системе координат $[\Delta p,\ r]$ и может быть использована в промысловой практике для глубокого зондирования призабойной зоны пласта.

Характер изменения забойной температуры определяется движением некоторой точки M (рис. 12), которая в начальный момент $t = 0$ выходит из точки M_0 на забое скважины и перемещается в глубь пласта по кривой давлений с постоянной объемной скоростью u_V в проекции на ось V. Проекция отрезка $\overline{M_0M_n}$ на ось T отвечает

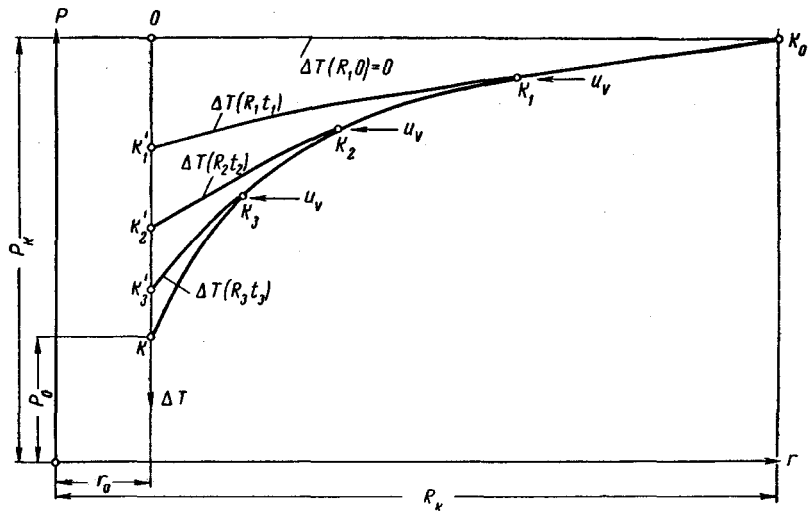

Рис. 11. Кривые распределения температур в плоскорадиальном пласте для разных моментов времени при постоянном отборе жидкости из скважины.

изменению температуры от дроссельного эффекта. Изменения забойной температуры продолжаются, пока точка M_n не дойдет до контура. Дальше точка M_n перемещается в зоне постоянной температуры в контурной жидкости.

Сложнее отражается дроссельный эффект на температуре пласта в процессе нагнетания жидкости в скважину с постоянной температурой T_0, равной начальной температуре пласта. Тогда из общего выражения (IV. 58) получим для однородной пластовой системы

$$\Delta T(r, t) = \frac{\varepsilon_0 \Delta p_0}{\ln \dfrac{R_к}{r_0}} \ln \sqrt{1 - \frac{c_ж Q_ж}{\pi h c_п} \frac{t}{r^2}}. \qquad \text{(IV. 66)}$$

Область применения формулы (IV. 66) ограничивается условием

$$t \leqslant t_M = \frac{\pi h c_п}{c_ж Q_ж} \left(r_M^2 - r_0^2\right), \qquad \text{(IV. 67)}$$

где r_M — радиус до наблюдаемой точки.

Из формул (IV. 66) и (IV. 67) можно определить максимальное значение изменения пластовой температуры при нагнетании жидкости

$$\Delta T_{\max} = \varepsilon_0 \frac{\Delta p_0}{\ln \frac{R_к}{r_0}} \ln \frac{r_M}{r_0}. \qquad \text{(IV. 68)}$$

Закономерности изменения пластовой температуры показаны на рис. 13, где кривые $T\ (r,\ t_n)$ вычерчены для разных моментов времени t_n.

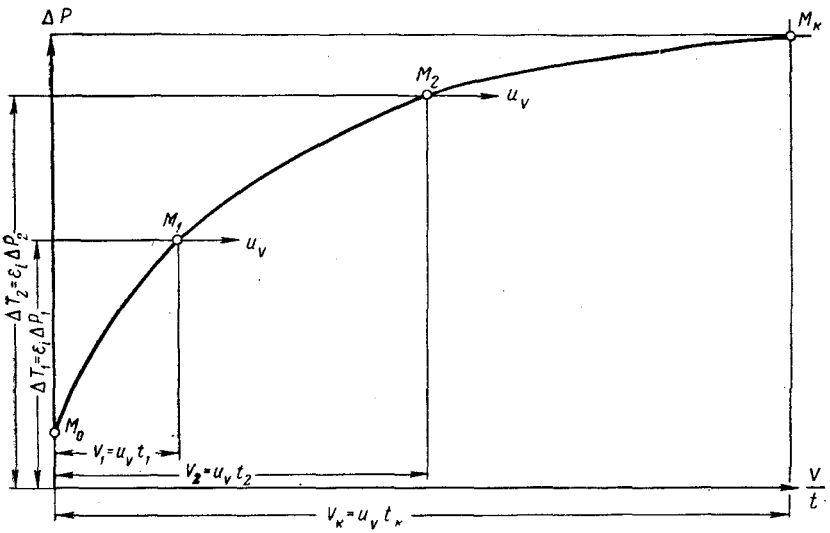

Рис. 12. Кривая распределения давлений в пласте и ее связь с кривой изменения температуры на забое скважины во времени.

В соответствии с краевыми условиями температура в точке $M_к$ на стенках скважины постоянна и равна T_0. Область установившихся температур определяется расстоянием, которое проходит точка $M_к$ от начального положения до точки M_n с постоянной скоростью u_V. Кривая пластового давления p на этом отрезке представляет в другом масштабе кривую предельных температур $\Delta T_i\ (r)$. В остальной части пласта совершается перераспределение пластовых температур по решению (IV. 65). Изменение температуры в любой точке пласта M_0 соответствует проекции отрезка $\overline{M_0M_n}$ на ось температур (см. рис. 13). Отрезок $\overline{M_0M_n}$ образуется в результате перемещения за время t точки M_n по кривой давлений от точки M_0 в направлении начала координат с постоянной объемной скоростью u_V. Из сказанного следует, что в отличие от ранее рассмотренного случая отбора жидкости из скважины температура в каждой точке пласта в процессе нагнетания вначале изменяется очень медленно. С течением времени темпы изменения пластовых температур нарастают, а затем с момента, когда

точка M достигает начала координат (точки $M_к$) и входит в область постоянной температуры нагнетания, температура в наблюдаемой точке пласта M стабилизируется. Этим и ограничивается область применения уравнения (IV. 66).

В результате описанного характера дроссельного эффекта в процессе нагнетания образуется экстренная температурная точка E,

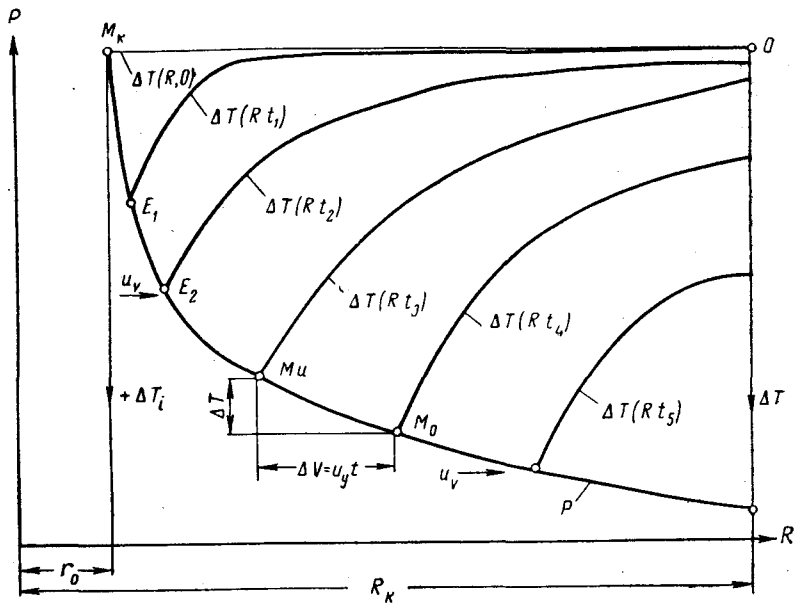

Рис. 13. Температурные кривые вокруг нагнетательной скважины в разные моменты времени.

которая перемещается от стенок скважины в глубь пласта с постоянной скоростью u_v. В этой точке дроссельный эффект достигает максимального значения. При нагнетании агента, отличающегося положительным дроссельным эффектом, например жидкостей, в экстренной точке будем иметь максимальную температуру пласта. Последствия этого эффекта до сих пор не учитывали в нефтепромысловой практике.

§ 5. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ ПЛАСТА

Исследование взаимосвязи между тепловым полем и полем давлений при движении несжимаемой жидкости в пористой среде привело к открытию чрезвычайно ценных для практики закономерностей.

Скорость конвективного переноса тепла в пористой среде зависит прямо пропорционально от скорости фильтрации, умноженной на отношение теплоемкостей жидкости и пористой среды.

Температура в точке, движущейся со скоростью конвективного переноса тепла, сохраняется постоянной, если не учитывать дроссельного эффекта и помех от теплопроводности. В этих условиях температурное поле пористой среды вдоль оси струи жидкости, построенное в зависимости от объема, охваченного конвективным переносом тепла, перемещается с постоянной объемной скоростью.

Нагнетание в пористое тело жидкости, температура которой изменяется во времени, приводит к образованию вдоль путей конвективного переноса тепла соответствующего температурного поля, фиксирующего в пространстве изменения температуры нагнетаемой жидкости во времени.

Температурное поле, обусловленное дроссельным эффектом, образующееся в пористой среде, перераспределяется со скоростью конвективного переноса тепла и, в конечном итоге, стремится точно копировать поле давлений.

Температурное поле дроссельного эффекта совершенно не зависит от начального температурного поля пласта и от температуры нагнетаемой жидкости. Оно обладает свойствами суперпозиции по отношению к температурным полям другого происхождения.

Конвективный перенос тепла при вертикальной миграции смещает геотермическую кривую, но не влияет на значения геотермического градиента на глубинах свыше $h > ut$.

Простые законы взаимосвязи между полями давлений и температур в пористой среде открывают новые перспективы в области исследования нефтяных залежей, воздействия на пласт и изучения теплового поля Земли.

ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ УПРУГОГО ПЛАСТА

§ 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В итоге исследований тепловых процессов, сопутствующих движению несжимаемых жидкостей в пористой среде, обнаружено, что в случае непостоянной скорости фильтрации взаимосвязь между температурой и давлением усложняется и практические возможности использования температурных кривых для зондирования гидродинамического состояния пласта значительно снижаются.

В реальных пластовых системах невозможно сразу же после пуска скважины создать установившийся поток жидкости во всем объеме пласта. В случае постоянной депрессии на забое приток жидкости к скважине во времени затухает, а скорость фильтрации на заданном расстоянии от оси скважины вначале возрастает, а затем падает. При постоянном отборе жидкости уменьшается забойное давление, а скорость фильтрации с ростом расстояния от оси скважины неизбежно снижается. И в том и в другом случае пластовое давление падает со временем, в результате чего в уравнении энергии появляется член, содержащий частную производную давления по времени. Пока значение этого члена не изучено, трудно предвидеть эффективность температурных исследований в реальных промысловых условиях. Поэтому изучение дроссельного движения упругой жидкости представляет определенный практический интерес.

В основу наших исследований положим систему уравнений, слагаемую из уравнения сохранения энергии в потоке упругой жидкости (III. 51) без учета теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u\left[\operatorname{grad} T + \varepsilon_I \operatorname{grad} p\right] - \eta_s \Pi \frac{\partial p}{\partial t} = 0, \qquad (V.1)$$

где $\Pi = m\gamma \frac{c_p}{c_\text{п}}$ (другие обозначения как в формуле (III. 51)), и уравнения сохранения массы жидкости, которое с учетом законов Дарси и Гука приводится к виду

$$\varkappa \operatorname{div} \operatorname{grad} p = \frac{\partial p}{\partial t}. \qquad (V.2)$$

Здесь $\varkappa$ — коэффициент пьезопроводности пласта.

Принимаем, что пьезопроводность практически не зависит от температуры в пределах небольших колебаний, вызванных, например, эффектом Джоуля-Томсона. Таким образом, предполагают, что изменения температуры существенно не влияют на распределение давлений в пористой среде; значит уравнение (V. 2) можно решать независимо от (V. 1), а затем использовать полученное решение гидродинамической задачи для подстановки в уравнение (V. 1), чтобы определить температурное поле.

Кроме прямого решения системы дифференциальных уравнений, в настоящей главе предлагается метод приближенного определения температурного поля пласта в условиях неустановившейся фильтрации.

§ 2. МЕТОД ПРИБЛИЖЕННОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПОТОКОВ

Уравнение энергии неустановившегося потока упругой жидкости (V. 1) представляет собой линейное неоднородное дифференциальное уравнение первого порядка в частных производных с переменными коэффициентами. Интегрирование такого уравнения для общего случая связано с известными затруднениями. Предлагаемый ниже приближенный метод определения температур в нестационарном потоке не претендует на высокую точность, но отличается простотой и может найти практическое применение. В основу метода положены физические закономерности, изученные при исследовании стационарных задач.

Наблюдая за точкой, передвигающейся в пористой среде по течению со скоростью конвективного переноса тепла, замечаем, что температура в этой точке может измениться как за счет дроссельного, так и адиабатического эффектов. Запишем полный дифференциал температуры по пути движения

$$dT = -\varepsilon_I \frac{\partial p}{\partial l}\, dl + \eta_s \Pi \frac{\partial p}{\partial t}\, dt, \qquad \text{(V. 3)}$$

где ε_I — коэффициент Джоуля-Томсона; η_s — температурный коэффициент адиабатического расширения; l — путь; t — время; $\Pi = \frac{mc_{ж}}{c_{п}}$; m — пористость; $c_{ж}$ и $c_{п}$ — теплоемкости жидкости и пористой среды.

Корректность дифференциала (V. 3) несомненна, так как частные производные температуры, соответствующие этому дифференциалу $\frac{\partial T}{\partial x} = -\varepsilon_I \frac{\partial p}{\partial l}$ и $\frac{\partial T}{\partial t} = \eta_s \Pi \frac{\partial p}{\partial t}$, удовлетворяют уравнению энергии потока сжимаемой жидкости (V. 1).

Представим уравнение (V. 3) так

$$dT = -\varepsilon_I \left[\left(\frac{\partial p}{\partial l}\, dl + \frac{\partial p}{\partial t}\, dt\right) - (1+\alpha)\frac{\partial p}{\partial t}\, dt\right]. \qquad \text{(V. 4)}$$

Здесь

$$\alpha = \frac{\eta_s \Pi}{\varepsilon_I}. \qquad \text{(V. 4а)}$$

Первая сумма (в скобках) является полным дифференциалом давления, следовательно,

$$dT = -\varepsilon_I \left[dp - (1 + \alpha) \frac{\partial p}{\partial t} dt \right]. \qquad \text{(V. 5)}$$

Физический смысл выражения (V. 5) объясняется графически на рис. 14. В наблюдаемой точке O, которая перемещается со скоростью конвективного переноса, давление падает за время $\Delta t = t_A - t_B$ по кривой OK. Точка O лежит на кривой распределения давлений

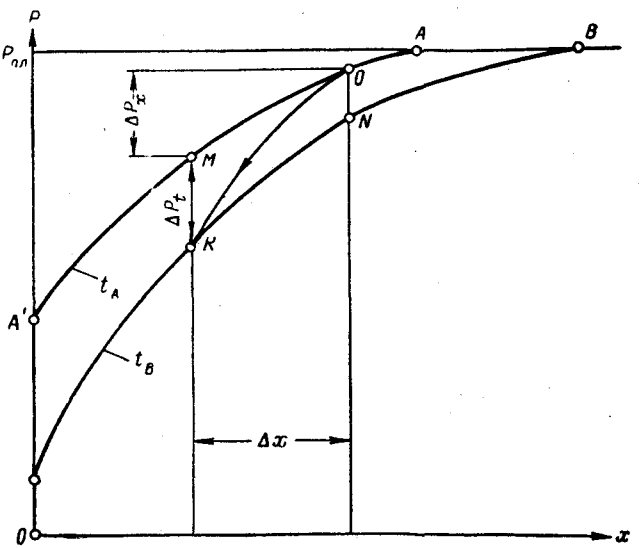

Рис. 14. Кривые распределения давлений в моменты времени t_A и t_B.

AA', отвечающей моменту времени t_A, точка K — на кривой BB', отвечающей моменту t_B. Изменение температуры в наблюдаемой точке соответствует согласно (V. 3) понижению давления $\Delta p\,(x)$ по пути OM и изменению давления $\Delta p\,(t)$ во времени в результате перераспределения давления MK. При достаточно малых интервалах пути Δl и времени Δt значение $\Delta p\,(x)$ по пути OM и MK так же как и расстояния ON и MK, отвечающие значению $\Delta p\,(t)$, будут равны до второго порядка малости. Тогда будет справедливо соотношение (V. 5); дифференциал давления dp будет отвечать фактическому изменению давления по линии OK. Для случая монотонно изменяющегося давления в пористой среде по пути и по времени действительное значение температурных отклонений заключается в пределах

$$\varepsilon_I \left[(p_0 - p_M) - \alpha (p_M - p_к) \right] \gtrless T_{OK} \gtrless \varepsilon_I \left[(p_N - p_K) - \alpha (p_0 - p_N) \right]; \qquad \text{(V. 6)}$$

направление знаков неравенства зависит от направления гидродинамического процесса.

Из неравенства (V. 6) получим следующую приближенную формулу для определения температурного эффекта

$$\Delta T_{OK} \approx \frac{\varepsilon_I}{2}\left[(\Delta p_{OM} + \Delta p_{NK}) - \alpha(\Delta p_{MK} + \Delta p_{ON})\right]. \qquad (V.7)$$

Погрешность определений по этой формуле не выходит за пределы

$$\Pi \approx \frac{\Delta p_{OM} - \Delta p_{NK}}{\Delta p_{OM} + \Delta p_{MK}}. \qquad (V.8)$$

В последней формуле пропущен член, содержащий α, поскольку будем иметь дело только со случаями $\alpha \ll 1$.

Расстояние точек OM или NK (рис. 14) соответствует пути конвективного переноса тепла в пористой среде за время t. Для малых интервалов времени

$$dl = \frac{c_{ж}}{c_{п}} \frac{Q_{ж}}{F}\, dt. \qquad (V.9)$$

Объемный расход жидкости в неустановившемся потоке зависит от ординаты l и времени t. Практическое значение в области глубинных исследований имеет определенное расстояние l от забоя скважины

$$V_{п} = \int_0^t F\, dl = \frac{c_{ж}}{c_{п}} \int_0^t Q_0\, dt = \frac{c_{ж}}{c_{п}} V_{ж}, \qquad (V.10)$$

где $V_{ж}$ — объем добытой жидкости; Q_0 — отбор жидкости из скважины.

Поскольку жидкость малосжимаема, выражение (V. 10) относительно точно определяет именно то расстояние l, откуда получаем температурные сигналы при монотонном режиме работы скважины. Для проверки допущенной при этом погрешности следует найти по формуле (V. 10) дополнительно значение $V_{ж}(l)$, подставив вместо отбора жидкости Q_0 расход потока $Q(l)$ через сечение пласта на расстоянии l от забоя скважины. Тогда более точное определение расстояния l будет отвечать среднему объему пласта

$$V_{п ср} = \frac{V_{п0} + V_{п}(l)}{2} = \frac{c_{ж}}{2c_{п}}\left[V_{ж0} + V_{ж}(l)\right], \qquad (V.11)$$

а допущенная погрешность определения истинного значения вычисляется по формуле

$$n = \pm \frac{V_{п0} - V_{п}(l)}{V_{п0} - V_{п}(l)}. \qquad (V.12)$$

Приближенные формулы (V. 7) и (V. 11) применимы и в более общем случае, когда проницаемость пористой среды является функцией пути $k(l)$.

§ 3. ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНЫЙ ПОТОК

Проверим возможности использования температурных кривых нестационарных потоков для гидродинамического зондирования полуограниченного стержня при режиме постоянной депрессии и режиме постоянного отбора жидкости.

РЕЖИМ ПОСТОЯННОЙ ДЕПРЕССИИ

Уравнение энергии (V. 1) для плоскорадиального потока упрощается

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u\frac{\partial T}{\partial x} + \varepsilon_I u\frac{\partial p}{\partial x} - \eta_s \Pi \frac{\partial p}{\partial t} = 0. \qquad \text{(V. 13)}$$

Кривая давлений в неограниченном стержне при постоянной депрессии Δp_0 является функцией одной переменной $z = \frac{x}{2\sqrt{\varkappa t}}$ или

$$\Delta p(z) = \Delta p_0 \operatorname{erfc} z, \qquad \text{(V. 14)}$$

где $\Delta p(z) = p_{\text{п}} - p(z)$; $p_{\text{п}}$ — начальное статическое пластовое давление.

Предположим, что в данном случае температура будет также функцией переменной z. Тогда в уравнение (V. 13) можно подставить $\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial T}{\partial z}\frac{\partial z}{\partial t}$; $\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial z}\frac{\partial z}{\partial x}$. Учитывая при этом, что

$$u = \frac{c_{\text{ж}}}{c_{\text{п}}}\frac{k}{\mu}\frac{\partial p}{\partial z}\frac{\partial z}{\partial x}, \qquad \text{(V. 15)}$$

можно выделить из (V. 13) производную температуры

$$\frac{dT}{dz} = -\varepsilon_I \Delta p_0 \left[\frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-z^2} - \frac{(1+\alpha) z \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-z^2}}{z + a\frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-z^2}}\right], \qquad \text{(V. 16)}$$

где $a = \frac{c_{\text{ж}}}{c_{\text{п}}}\frac{k}{\mu}\frac{\Delta p_0}{2\varkappa}$; $\alpha = \frac{\eta_s}{\varepsilon_I}\Pi$ — постоянные; другие обозначения известны.

Интегрируя (V. 16), получим решение поставленной задачи

$$\Delta T_z = \varepsilon_I \Delta p_0 \left[\operatorname{erfc} z - \frac{2}{\sqrt{\pi}}(1+\alpha)\int_z^\infty \frac{y e^{-y^2}}{y + \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-y^2}} dy\right]. \qquad \text{(V. 17)}$$

Температура вытекающей из стержня жидкости в сечении $x = 0, z = 0$ оказывается постоянной величиной

$$\Delta T(0) = \varepsilon_I \Delta p_0 [1 - (1 + \alpha) F(a)]. \qquad \text{(V. 18)}$$

Здесь постоянное значение $F(a)$ отвечает, очевидно, интегралу формулы (V. 17) в пределах от 0 до ∞.

Как видно из (V. 18), температура выходящей из пористой среды жидкости при постоянной депрессии изменяется скачком в момент образования депрессии, а затем остается постоянной. Поэтому режим постоянной депрессии не пригоден для зондирования пласта. Заметим при этом, что значение постоянной $a \ll 1$. В случае $z \gg a$, т. е. для достаточно больших расстояний от конца стержня и достаточно малых интервалов времени, можно пропустить второй член в знаменателе под интегралом в формуле (V. 17). Тогда

$$\Delta T_z = -\eta_s \Pi \Delta p_0 \operatorname{erfc} z. \qquad \text{(V. 19)}$$

Значит, внутри стержня температура понижается за счет эффекта адиабатического охлаждения жидкости.

РЕЖИМ ПОСТОЯННОГО ОТБОРА ЖИДКОСТИ

Кривая давлений в пористом стержне при постоянном отборе жидкости может быть выражена следующей формулой из теории теплопроводности [37]

$$p = p_{\text{п}} - 2 \frac{\mu}{k} \frac{Q_0}{F_0} \sqrt{\varkappa t}\, I \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{\varkappa t}}, \qquad \text{(V. 20)}$$

где

$$I \operatorname{erfc} z = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_z^\infty \left[\int_u^\infty e^{-w^2} dw \right] du. \qquad \text{(V. 21)}$$

Расход жидкости, отвечающий формуле (V. 20),

$$q(x, t) = q_0 \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{\varkappa t}}, \qquad \text{(V. 22)}$$

где q_0 — отбор жидкости с единицы площади разреза стержня.

В соответствии с (V. 9) и (V. 10) для постоянного отбора жидкости из пласта q_0 длина пути конвективного переноса определяется так

$$l_{t_0} = \frac{c_{\text{ж}}}{c_{\text{п}}} q_0 t_l. \qquad \text{(V. 23)}$$

Для расхода жидкости через единицу площади разреза стержня на расстоянии $x = l_{t_0}$

$$l_{xt} = \frac{c_{\text{ж}}}{c_{\text{п}}} q_0 \int_0^{t_l} \operatorname{erfc} \frac{l_{t_0}}{2\sqrt{\varkappa t}} dt =$$

$$= \frac{c_{\text{ж}}}{c_{\text{п}}} q_0 \left[\left(t_l + \sqrt{\pi} B^2 t_l^2 \right) \operatorname{erfc} B\sqrt{t_l} - B\sqrt{t_l^3} e^{-B^2 t_l} \right], \qquad \text{(V. 24)}$$

где

$$B = \frac{c_{ж}}{c_{п}} \frac{q_0}{\sqrt{\varkappa}}. \qquad \text{(V. 25)}$$

Формула (V. 24) имеет физический смысл до тех пор, пока забойное давление выше нуля, т. е. в соответствии с (V. 20) предельное значение t_l ограничено условием

$$t_l \leqslant \left(\frac{k}{\mu} \frac{p_{п}}{q_0}\right)^2 \frac{1}{1{,}26\,\varkappa} \qquad \text{(V. 26)}$$

или

$$B\sqrt{t_l} < \frac{c_{ж} k}{2{,}55 c_{п}\,\mu} \frac{p_{п}}{\varkappa}. \qquad \text{(V. 27)}$$

Для $p_{п} = 100$ *кГ/см*^{2} и принятых раньше реальных значений остальных параметров получаем $B\sqrt{t_l} \approx 0{,}0045$. При таких значениях аргумента функция (V. 24) переходит практически в (V. 23); таким образом, значение t_{l0} соответствует фактическому с минимальными, несущественными для опытных целей, погрешностями.

Перейдем к кривой распределения давлений (V. 20). Для данного малого значения аргумента z

$$i\,\mathrm{erfc}\, z \approx 1 - \frac{2z}{\pi}. \qquad \text{(V. 28)}$$

Поскольку $z = B\sqrt{t_l} \ll 1$ для любого значения момента времени t_l в пределах ограничения (V. 26), то, как следует из (V. 20) и (V. 28), $\Delta p_{OM} = \frac{\mu}{k} q_0 l_{OM}$; $\Delta p_{NK} = \frac{\mu}{k} q_0 l_{NK}$, т. е. кривые пластовых давлений на рассматриваемом участке оказались почти параллельными (см. рис. 14); поэтому $\Delta p_{OM} - \Delta p_{NK} \approx 0$, значит, температурная кривая на забое скважины отображает часть кривой пластовых давлений в пределах установившегося расхода жидкости q_0. Это в равной мере касается и более общего случая непостоянной проницаемости стержня.

Физический смысл полученного результата заключается в том, что при режиме постоянного отбора жидкости область установившегося расхода q_0 распространяется быстрее скорости конвективного переноса температур. Поэтому температурные явления вокруг забоя скважины происходят в условиях практически установившегося расхода, несмотря на то, что пластовое давление падает с течением времени. Падение давления (рис. 15) на ограниченном пути одинаково для всех кривых давления для любого заданного момента времени t_1, t_2,..., t_n и т. д.

На пути между точками $A_0 A_l$ имеем перепад давлений $[p(x, t) - p(0, t)]$. На адиабатическое расширение остается перепад давления $A_0 A_x$, т. е. $[p_{п} - p(x, t)]$. Поэтому температурный эффект при режиме постоянного отбора упругой жидкости из скважины будет определяться следующей общей приближенной формулой

$$\Delta T_{заб} = \varepsilon_I \{[p(x, t) - p(0, t)] - \alpha [p_{п} - p(x, t)]\}. \qquad \text{(V. 29)}$$

Влияние адиабатического расширения жидкости снижает температурный эффект Джоуля-Томсона и может быть оценено для общего случая, если учесть, что для жидкостей обычно $\frac{\eta_S}{\varepsilon_i} < 0{,}5$, значит, $\alpha < \frac{mc_ж}{2c_п}$. Для воды, например, $c_п = 1000$ *ккал/м³ · °С*, $c_п = 700$ *ккал/м³ · °С* при $m = 14\%$ получим $\alpha < 0{,}1$. Второй член

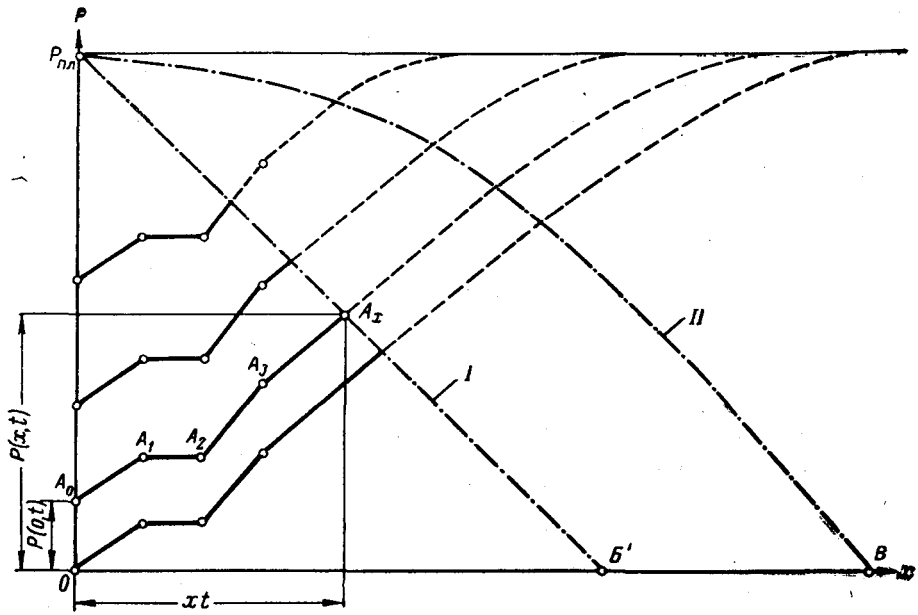

Рис. 15. Кривые давления вдоль неоднородного пористого стержня при постоянном отборе жидкости.

I — граница тормозондирования x_l; *II* — граница области постоянного расхода Q_0.

формулы (V. 29), содержащий коэффициент α, может оказаться одного порядка с первым членом, если снижение забойного давления за время t_l станет на один порядок больше, чем перепад давления на пути l_t.

Таким образом, термозондирование упругого пласта также при режиме постоянного отбора жидкости вполне реально.

§ 4. ПЛОСКОРАДИАЛЬНЫЙ ПОТОК

Поскольку уже выяснилось, что прямое соответствие между кривой забойных температур и кривой пластовых давлений в нестационарном потоке сохраняется только при режиме постоянного отбора упругой жидкости из скважины, то другие режимы работы скважины, не представляющие практического интереса, рассматривать не будем.

На основании общих приближений (V. 7) и (V. 10) по данным о глубине зондирования пласта, которая при постоянном отборе не выходит за пределы области практически установившегося расхода жидкости Q_0, можем установить для плоскорадиального потока следующую зависимость забойной температуры от кривой пластовых давлений

$$\Delta T(t) = \varepsilon_I \{[\Delta p(r_0, t) - \Delta p(r_t, t)] - \alpha \Delta p(r_t, t)\}, \qquad (V.30)$$

где r_0 — радиус скважины; r_t — радиус зондирования (радиус конвективного переноса тепла за время t). Радиус зондирования можно найти из соотношения (V. 10)

$$r_t \approx \sqrt{r_0^2 + \frac{c_ж}{c_п}\frac{Q_0}{\pi h}t}. \qquad (V.31)$$

Формулы (V. 30) и (V. 31) справедливы и для случая, когда проницаемость пласта является функцией радиуса. Поэтому эти формулы могут применяться на практике для промыслового зондирования призабойной зоны скважины, т. е. для определения истинной воронки депрессии вокруг скважины, эффективного радиуса скважины, скин-эффекта, дифференциальной проницаемости и т. д.

Глубинными приборами можно измерить две кривые $\Delta T(t)$ и $\Delta p(t)$. Для определения фактической кривой распределения давлений в пласте в момент времени t следует (V. 30) преобразовать так

$$\Delta p(r_t, t) = \frac{\Delta p(t)}{1+\alpha} - \frac{\Delta T(t)}{\varepsilon_I(1+\alpha)}, \qquad (V.32)$$

причем давление $p(r_t, t)$ соответствует глубине зондирования (V. 31).

Кривая пластовых давлений в однородном плоскорадиальном неограниченном пласте при постоянном отборе жидкости из скважины нулевого диаметра определяется известной формулой

$$\Delta p(r, t) = -\frac{\mu Q_0}{4\pi kh} E_I\left(-\frac{r^2}{4\varkappa t}\right), \qquad (V.33)$$

где

$$E_I(-x) = \int_x^\infty \frac{e^{-\xi}}{\xi} d\xi. \qquad (V.34)$$

После подстановки (V. 33) в общую формулу (V. 30) с учетом глубины зондирования (V. 31) получаем выражение для забойной температуры

$$\Delta T(t) \approx -\frac{\varepsilon_I \mu Q_0}{4\pi kh}\left[E_I\left(-\frac{r^2}{4\varkappa t}\right) - (1+\alpha)E_I\left(-\frac{r_0^2}{4\varkappa t} - a\right)\right], \qquad (V.35)$$

где

$$a = \frac{1}{4\varkappa}\frac{c_ж}{c_п}\frac{Q_0}{\pi h}. \qquad (V.36)$$

Формула (V. 35) представляет исключительный интерес для исследования скважин в промысловых условиях. Поэтому попытаемся получить для этой цели возможно более точную формулу путем прямого решения уравнения сохранения энергии (V. 1) для радиального потока

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u\frac{\partial T}{\partial r} + \varepsilon_I u\frac{\partial p}{\partial r} - \eta_S \Pi \frac{\partial p}{\partial t} = 0. \qquad \text{(V. 37)}$$

Определяем частные производные решения (V. 33)

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\mu Q_0}{2\pi kh}\frac{e^{-\frac{r^2}{4\varkappa t}}}{v}; \qquad \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\mu Q_0}{4\pi kh}\frac{e^{-\frac{r^2}{4\varkappa t}}}{t}. \qquad \text{(V. 38)}$$

Скорость конвективного переноса температур в пласте будет соответственно (V. 9) следующей

$$u = -\frac{c_ж}{c_п}\frac{Q_0}{2\pi hr}e^{-\frac{r^2}{4\varkappa t}}. \qquad \text{(V. 39)}$$

Подставляя выражения (V. 38) и (V. 39) в уравнение (V. 37), получаем

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{c_ж}{c_п}\frac{Q_0}{2\pi hr}e^{-\frac{r^2}{4\varkappa t}}\frac{\partial T}{\partial r} - \varepsilon_i \frac{c_ж}{c_п}\frac{\mu}{k}\left(\frac{Q_0}{2\pi h}\right)^2 \frac{e^{-\frac{2r^2}{4\varkappa t}}}{r^2} +$$

$$+ \eta_S \Pi \frac{\mu Q_0}{4\pi kh}\frac{e^{-\frac{r^2}{4\varkappa t}}}{t} = 0. \qquad \text{(V. 40)}$$

Предположим, что существует решение уравнения (V. 40), зависящее только от безразмерного параметра

$$z = \frac{r^2}{4\varkappa t}. \qquad \text{(V. 41)}$$

Тогда частные производные температуры будут определяться так

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 2T'(z)\frac{r}{4\varkappa t} = 2T'(z)\frac{z}{r}. \qquad \text{(V. 42)}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -T'(z)\frac{r^2}{4\varkappa t^2} = T'(z)\frac{z}{t}. \qquad \text{(V. 43)}$$

После подстановки (V. 42) и (V. 43) в уравнение (V. 40) убедимся, что можно действительно предположить о существовании решения типа $T(z)$, поскольку

$$-zT'(z) - ae^{-z}T'(z) - \varepsilon_I a\frac{\mu}{k}\frac{Q_0}{4\pi h}\frac{e^{-2z}}{z} + \eta_S \Pi \frac{\mu Q_0}{4\pi kh}e^{-z} = 0, \qquad \text{(V. 44)}$$

где a определяется формулой (V. 36).

Выделим из (V. 44) производную температуры

$$T'(z) = -\varepsilon_I a \frac{\mu}{k} \frac{Q_0}{4\pi h} \frac{e^{-2z}}{z(z+ae^{-z})} + \eta_S \Pi \frac{\mu Q_0}{4\pi kh} \frac{e^{-z}}{z+ae^{-z}}. \quad (V.45)$$

Первый член выражения (V. 45) можно представить как сумму

$$\frac{e^{-2z}}{z(z+ae^{-z})} = \frac{e^{-z}}{az} - \frac{e^{-z}}{a(z+ae^{-z})}. \quad (V.46)$$

С учетом (V. 46) получим из (V. 45)

$$T'(z) = -\varepsilon_I \frac{\mu}{k} \frac{Q_0}{4\pi h} \left(\frac{e^{-z}}{z} - \frac{e^{-z}}{z+ae^{-z}} \right) + \eta_S \Pi \frac{\mu Q_0}{4\pi kh} \frac{e^{-z}}{z+ae^{-z}} \quad (V.47)$$

или

$$T'(z) = -\varepsilon_I \frac{\mu Q_0}{4\pi kh} \left[\frac{e^{-z}}{z} + (1+\alpha) \frac{e^{-z}}{z+ae^{-z}} \right]. \quad (V.48)$$

Заметим, что безразмерный параметр a очень мал $a \ll 1$.

Например, в случае, когда $\varkappa = 10^3$ *см*^{2}/*сек*, $h = 10^3$ *см*, $\frac{c_ж}{c_п} = 1{,}3$, $Q_0 = 500$ *м*^{3}/*сутки* или 5780 *см*^{3}/*сек*, тогда значение параметра $a = 0{,}0006$. Но в большинстве реальных случаев параметр a гораздо меньше.

Используя это обстоятельство, можем представить второй член функции (V. 48) в виде произведения, а именно

$$\frac{e^{-z}}{z+ae^{-z}} = e^{+ae^{-z}} \frac{e^{-(z+ae^{-z})}}{z+ae^{-z}} = e^{ae^{-z}} \frac{e^{-y}}{y}. \quad (V.49)$$

Разлагая $e^{+ae^{-z}}$ в ряд, получим с большим приближением

$$e^{+ae^{-z}} = 1 + \frac{ae^{-z}}{1!} + \frac{a^2 e^{-2z}}{2!} + \ldots + . \quad (V.50)$$

Поскольку $a < 0{,}001$, можно положить с большой степенью точности

$$e^{+ae^{-z}} \approx 1 \quad (V.51)$$

и представить функцию (V. 49) так

$$\frac{e^{-z}}{z+ae^{-z}} dz \approx \frac{e^{-y}}{y} dy, \quad (V.52)$$

где

$$y = z + ae^{-z}.$$

Интегрируя выражение (V. 48) с учетом (V. 52), получаем решение поставленной задачи

$$\Delta T(z) \approx -\varepsilon_I \frac{\mu Q_0}{4\pi kh} \{E_I(-z) - (1+\alpha) E_I(-z-ae^{-z})\}. \quad (V.53)$$

Полученная формула (V. 52) отличается от аналогичной формулы (V. 35) наличием выражения e^{-z}. Это существенно для больших расстояний от оси скважины, где $z \gg 1$. С ростом аргумента z значение $a\,e^{-z} \to 0$ и уравнение (V. 35) превращается в следующее

$$\Delta T(z) \approx \eta_s H \frac{\mu Q_0}{4\pi kh} E_I(-z). \qquad (V.54)$$
$$z \gg 1$$

Последнее уравнение справедливо для застойных зон пласта, где практически отсутствует движение жидкости, поэтому градиент давления чрезвычайно мал и не играет роли в тепловом балансе пласта. Изменение температуры пласта зависит в основном от адиабатического расширения упругой жидкости. Но у забоя скважины параметр z очень быстро снижается с течением времени. Например, для радиуса $r_0 = 20$ *см*, $\varkappa = 1000$ *см*^{2}/*сек* уже через 1 *сек* от момента пуска скважины с постоянным отбором жидкости параметр z снижается от ∞ до 0,1. Для очень малых значений z, когда $e^{-z} \approx 1$, формула (V. 53) переходит в формулу (V. 35)

$$\Delta T(z) = -\frac{\varepsilon_I \mu Q_0}{4\pi kh}\left[E_I(-z) - (1+\alpha) E_I(-z-a)\right]. \qquad (V.55)$$
$$z \ll 1$$

Итак, результаты (V. 35) и (V. 53) в забойных условиях совпадают.

Физическое содержание формулы (V. 53), определяющей температурный эффект при движении упругой жидкости в пористой среде по существу аналогично решениям, полученным раньше для несжимаемой жидкости.

Оказывается, и в том и в другом случаях изменение пластовой температуры в наблюдаемой точке z соответствует разности между пластовым давлением в наблюдаемой точке z и в некоторой другой точке $(z + a\,e^{-z})$, причем в отличие от формулы для несжимаемой жидкости здесь перепад давления в точке $(z + a\,e^{-z})$ умножают на постоянный коэффициент $(1 + \alpha)$. Параметр α отражает влияние члена, содержащего производную давления во времени, т. е. влияние падения пластового давления, а следовательно, адиабатического расширения пластовой жидкости. Отмечаем, что знак параметра смещения $\pm a\,e^{-z}$ связан с местоположением начала координат. Рассматривая движение несжимаемой жидкости, мы принимаем начало координат на контуре и получим знак «минус», а здесь начало координат в точке стока. В случае нагнетания упругой жидкости в скважину знак параметра $a\,e^{-z}$ в формуле (V. 53) изменится.

Физический смысл параметра смещения $a\,e^{-z}$ раскрывается, если перейти к размерным значениям

$$z + a\,e^{-z} = \frac{r^2}{4\varkappa t} + \frac{c_ж}{c_п}\frac{Q_0}{\pi h}\frac{e^{-\frac{r^2}{4\varkappa t}}}{4\varkappa t} t = \frac{V_r + U_V t}{4\pi h \varkappa t}, \qquad (V.56)$$

где $V_r = \pi\, hr^2$ — объем пласта в радиусе r; u_V — объемная скорость переноса температур в пласте в точке r.

Закономерность конвективного переноса температурного поля (V. 56) такая, как в случае несжимаемой жидкости. Температурное поле смещается в полном соответствии с объемной скоростью переноса температур $u_V = \frac{c_ж}{c_п} Q_0 e^{-z}$. Различие состоит в том, что здесь значение u_V не постоянно, а зависит от аргумента z.

Падение давления в упругом пласте несколько снижает влияние дроссельного эффекта. В случае потока упругой жидкости это влияние достигает значения нескольких процентов от дроссельного эффекта. Например, при $m = 0{,}2$ для нефти $c_ж = 500$ *ккал/м³ · °С*; $\varepsilon_I = 0{,}04$ *град/ат*, $\eta_s = 0{,}02$ *град/ат*, $c_п = 750$ *ккал/м³ · °С* из (V. 40) получим, что $\alpha = 0{,}067$, т. е. снижение дроссельного эффекта достигает в данном случае 6—7%.

Для малых значений аргумента z, когда величинами порядка z^2 можно пренебрегать, справедлива приближенная формула

$$Ei(-z) = 0{,}5772 + \ln z - z. \qquad (V.57)$$

Значит, для забойных условий, т. е. для области пласта, доступной в промысловых условиях, где $z \ll 1$ и $a \ll 1$, формула (V. 55) может быть представлена на основании приближения (V. 57) так

$$\Delta T_0(t) = \varepsilon_I \frac{\mu Q_0}{4\pi kh}\left[0{,}5772\,\alpha + \ln\frac{(z_0+a)^{1+\alpha}}{z_0} - \alpha z - (1+\alpha)a\right], \qquad (V.58)$$

где $z_0 = \frac{r_0^2}{4\varkappa t}$; r_0 — радиус скважины.

Последний член формулы (V. 58), содержащий параметр a, мал по сравнению с первым членом $0{,}5772\,\alpha$.

Формула (V. 58) может применяться уже в самом начале работы скважины, когда время работы измеряется единицами секунд. После нескольких минут работы скважины член формулы αz становится очень мал и может не учитываться.

Тогда формула (V. 58) упрощается

$$\Delta T_0(t) = \varepsilon_I \frac{\mu Q_0}{4\pi kh}\left\{\ln\left(1+\frac{a}{z_0}\right) + \alpha\left[\ln(z_0+a) + 0{,}5772\right]\right\}. \qquad (V.59)$$

Первый член уравнения (V. 59) совпадает с функцией, найденной для дроссельного эффекта жесткой системы, второй отражает влияние упругости.

Учтем связь (V. 56) и для малых значений z представим второй член функции (V. 59) в виде температурной поправки на адиабатическое расширение

$$\Delta T(\alpha) = \eta_s H \frac{\mu Q_0}{4\pi kh}\left[-\ln\frac{4\pi\varkappa ht}{V_{r_0} + u_V t} + 0{,}5772\right], \qquad (V.60)$$

где $V_{т0} = \pi h r_0^2$ — объем ствола скважины в продуктивном интервале.

Физический смысл выражения $\Delta T(\alpha)$ соответствует, очевидно, температурной поправке на влияние упругости. Значение этой поправки нарастает во времени от нуля до следующего предела

$$\Delta T(\alpha)_M = \eta_S \Pi \frac{\mu Q_0}{4\pi kh}\left[0{,}5772 + \ln\frac{u_V}{4\pi\varkappa h}\right]. \qquad (V.61)$$

Например, для $\varkappa = 10^3$ *см*^{3}/*сек*, $h = 10^3$/*см*, $Q_0 = 5780$ *см*^{3}/*сек*, $\frac{c_ж}{c_п} = 1$, $m = 0{,}2$, $\mu = 1$ *спз*, $k = 0{,}1$ *д*, $\eta_s = 0{,}01$ *град*/*ат* найдем $\Delta T(\alpha)_M = 0{,}07°$ С, что может достигать 5—7% от дроссельного эффекта.

Учитывая (V. 61), представим решение (V. 59) так

$$\Delta T_0(t) + \Delta T(\alpha) = \varepsilon_I \frac{\mu Q_0}{4\pi kh} \ln\left(1 + \frac{a}{z_0}\right). \qquad (V.62)$$

Для практических целей формулу (V. 62) удобнее переписать в размерных параметрах

$$\Delta T_0(t) + \Delta T(\alpha) = \varepsilon_I \frac{\mu Q_0}{4\pi kh} \ln\left(1 + \frac{c_ж}{c_п}\frac{Q_0}{\pi h}\frac{t}{r_0^2}\right). \qquad (V.63)$$

Как видим, правая сторона равенства (V. 63) ничем не отличается от аналогичного выражения (V. 64) для жесткой пластовой системы. Левая сторона содержит дополнительный член $\Delta T(\alpha)$, выражающий влияние упругости системы. Следует добавить, что предельное значение температурной поправки $\Delta T(\alpha)_M$ достигается в естественных условиях относительно быстро, после истечения нескольких минут от момента пуска скважины. Поэтому кривая забойной температуры при постоянном отборе упругой жидкости (V. 63) отвечает такой же кривой для несжимаемой жидкости, сдвинутой параллельно вниз на интервал температурной поправки $\Delta T(\alpha)_M$.

Глубина зондирования пласта находится в прямой пропорциональной зависимости от квадратного корня времени наблюдений и, как было сказано, определяется формулой (V. 31). Скорость зондирования относительно небольшая. При желании глубоко проникнуть в пласт следует проводить наблюдения за забойной температурой в течение длительного времени после пуска скважины в работу. Для конкретного представления о времени и возможных глубинах зондирования пласта примем $Q_0 = 150$ *м*^{3}/*сутки*, или 1750 *см*^{3}/*сек*; $h = 10^3$ *см*; $\frac{c_ж}{c_п} = 1$ и убедимся, что глубина зондирования пласта, достигаемая в течение одних суток, согласно формуле (V. 31) равна ≈ 220 *см*, а в течение месяца ~ 12 *м* вокруг забоя скважины.

При температурных исследованиях очень важно то, что глубина зондирования r_t, на которой пластовое давление соответствует забой-

ной температуре, оказалось совершенно независимой от неизвестных нам параметров пласта и пластовой жидкости — проницаемости, пьезопроводности, упругости, вязкости и т. д. Таким образом, хотя процесс температурного зондирования пласта медленный, но в настоящее время нет других методов, которые позволили бы исследовать нефтяной пласт так подробно, как с помощью термозондирования.

Вокруг нагнетательных скважин направление конвективного переноса тепла в пласте противоположно рассматриваемому до сих

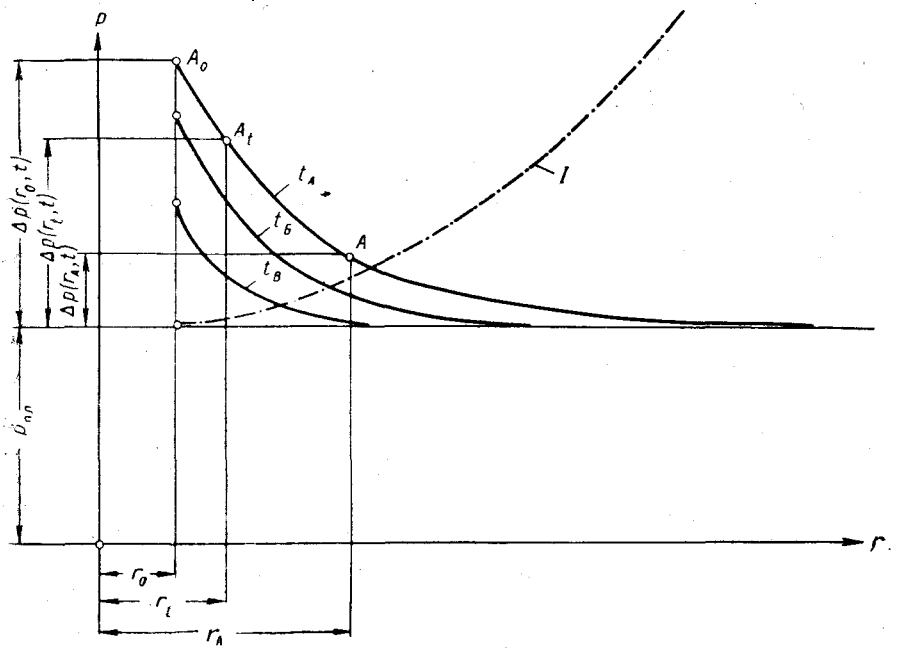

Рис. 16. Распределение пластовых давлений вокруг нагнетательной скважины.

пор направлению. При постоянном расходе нагнетаемой жидкости с постоянной температурой забойная температура в нагнетательной скважине будет сохранять постоянное значение. В призабойной зоне температура будет расти как за счет дроссельного эффекта, так и за счет эффекта адиабатического сжатия. По аналогии с (V. 30) изменение температуры в точке A в пласте на расстоянии r_A от оси скважины (рис. 16) можно определить по следующей приближенной формуле

$$\Delta T_A(t) \approx \varepsilon_I \{[\Delta p(r_t, t) - \Delta p(r_A, t)] + \alpha \Delta p(r_A, t)\}, \quad \text{(V. 64)}$$

где

$$r_t \approx \sqrt{r_A^2 - \frac{c_ж}{c_п} \frac{Q_0}{\pi h} t}. \quad \text{(V. 65)}$$

Формула (V. 64) справедлива, очевидно, только в области установившегося расхода жидкости $Q \approx Q_0$ и в пределах изменений радиуса r_t от r_A до r_0. Когда точка A_t доходит до точки A_0, расположенной на стенках скважины, или когда $r_t \to r_0$, изменение температуры в точке A за счет дроссельного эффекта достигает предельного значения и дальше может измениться только за счет эффекта сжатия.

Для однородного неограниченного радиального пласта можно использовать формулу (V. 53) в виде, пригодном для отдаленных зон пласта

$$\Delta T(z_A) = -\varepsilon_I \frac{\mu Q_0}{4\pi kh}\left\{E_I\left(-z_A + a\,e^{-z}\right) - (1-\alpha)\,E_I\left(-z_A\right)\right\}, \quad \text{(V. 66)}$$

а также формулу (V. 63) для призабойной зоны в таком виде

$$\Delta T\left(r_A, t\right) - \Delta T\left(\alpha\right) = \varepsilon_I \frac{\mu}{k}\frac{Q_0}{4\pi}\ln\left(1 - \frac{c_ж}{c_п}\frac{Q_0}{\pi h}\frac{t}{r_A^2}\right). \quad \text{(V. 67)}$$

Область применения этой формулы ограничивается условием

$$t_м \leqslant \frac{\pi h c_п}{c_ж Q_0}\left(r_A^2 - r_0^2\right). \quad \text{(V. 68)}$$

Приближенная формула (V. 68) с учетом температурной поправки соответствует такой же формуле (IV. 66) для нагнетания в пласт несжимаемой жидкости.

§ 5. ВЫВОДЫ

Предложенный приближенный метод определения температурного поля, вызываемого движением упругой жидкости в пористой среде, оказался достаточно точным и универсальным для практических целей. Метод позволил найти общие закономерности, связывающие изменения давлений в пористой среде с изменениями температур.

Прямая пропорция между изменениями температур и изменениями давлений при движении упругой жидкости в пористой среде сохраняется только в зонах постоянного расхода.

Температурное поле, созданное движением упругой жидкости в пористой среде, слагается из двух, наложенных друг на друга температурных полей — поля, обусловленного дроссельным эффектом, и поля, обусловленного адиабатическим эффектом.

Температурное поле, связанное с дроссельным эффектом, при постоянном отборе упругой жидкости из скважины совпадает с таким же полем для несжимаемой жидкости. Закономерности, найденные для несжимаемой жидкости, и выводы, изложенные в конце главы IV, относятся также и к случаю упругой жидкости.

Температурное поле, управляемое эффектом адиабатического расширения упругой жидкости, играет подчиненную роль.

в призабойных зонах, где преобладает поле дроссельного эффекта. В застойных зонах, где дроссельный эффект практически отсутствует, изменение температуры определяется главным образом адиабатическим эффектом.

Кривая забойной температуры при постоянном отборе упругой жидкости из скважины после вычитания поправки на эффект адиабатического расширения воспроизводит во времени кривую распределения пластовых давлений в призабойной зоне и может быть использована для термодинамического зондирования пласта.

При других режимах работы скважины, например при режиме постоянной депрессии, забойная температура не обладает свойством прямого воспроизводства воронки депрессии.

ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ ГАЗОВОГО ПЛАСТА

§ 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В основу исследования положим уравнение (V. 1) без учета теплопроводности. Объемный вес реального газа зависит от следующих параметров

$$\gamma = \frac{\gamma_0}{z} \frac{p}{p_0} \frac{T_0}{T}, \qquad \text{(VI. 1)}$$

где параметры с индексом «0» относятся к нормальным условиям.

Таким образом, уравнение энергии для потока газа в пористой среде принимает вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\gamma_0}{z} \frac{c_p}{c_п} \frac{p}{p_0} \frac{T_0}{T} \left[\bar{v}\left(\operatorname{grad} T + \varepsilon_I \operatorname{grad} p\right)\right] - m \eta_s \frac{\partial p}{\partial t} = 0. \qquad \text{(VI. 2)}$$

Здесь вектор скорости фильтрации $\bar{v}$ и давление p считаются заданными функциями времени. Эти функции находятся путем решения газодинамических задач для абстрактного изотермического течения. На первый взгляд может показаться, что действительно коэффициент пьезопроводности газовой залежи

$$\varkappa = \frac{kp}{\mu m} \qquad \text{(VI. 3)}$$

почти не зависит от температуры. Коэффициенты проницаемости k и пористости m можно считать постоянными, а коэффициент вязкости идеального газа не зависит от давления и несколько повышается с температурой. Однако при высоких пластовых давлениях всякий газ теряет свои идеальные свойства, становится реальным и его состояние приближается к свойствам жидкости. Следовательно, в газовых пластах с высокими давлениями вязкость будет понижаться по мере снижения давления и повышаться с понижением температуры. Судя по графикам Бичера и Катца, приведенным в монографии Берчика [6], вязкость метана при температуре 37,8° С при снижении давления от 300 до 100 *кГ/см*^{2} падает от 0,027 до 0,015 *спз*, т. е. почти в два раза. Это существенно способствует линеаризации основного дифференциального уравнения подземной газодинамики

$$k \operatorname{div}\left[\frac{p}{\mu} \operatorname{grad} p\right] = m \frac{\partial p}{\partial t}. \qquad \text{(VI. 4)}$$

Если учитывать свойства реальных газов, выражаемые соотношением (VI. 1), то уравнение (VI. 4) следует записать так

$$k \operatorname{div}\left[\frac{p}{\mu z T} \operatorname{grad} p\right] = m \frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{p}{zT}\right]. \qquad \text{(VI. 5)}$$

Система нелинейных дифференциальных уравнений (VI. 2) и (VI. 5) описывает точно распределение давлений и температур при движении реального газа в пористой среде. Давление p и температура T являются здесь искомыми функциями координат и времени, а коэффициенты μ, z, ε_I, η_s представляются известными функциями давления и температуры. При такой постановке задачи получение точных решений аналитическими методами даже для самых простых краевых условий не представляется возможным. Как мы убедились раньше, практическое значение будет иметь только случай постоянного отбора газа, который удовлетворительно решается приближенными методами.

Для этой цели используем в уравнении энергии (VI. 2) для однородного потока газа в качестве подстановки выражение расхода газа и формулу для коэффициента η_s.

Весовой расход газа G одномерного потока выражается так

$$G = F \frac{\gamma}{z} \frac{p}{p_0} \frac{T_0}{T} v, \qquad \text{(VI. 6)}$$

где F — площадь эквипотенциальной поверхности струйки газа.

Температурный коэффициент адиабатического расширения реального газа согласно (I. 40) можно выразить так

$$\eta_s = \delta \frac{k-1}{k} \frac{zT}{p}, \qquad \text{(VI. 7)}$$

где

$$\delta = \left(1 - \frac{\varepsilon_I}{\eta_{s_И}}\right). \qquad \text{(VI. 8)}$$

Для области отрицательных эффектов Джоуля — Томсона значение $\frac{\varepsilon_I}{\eta_{s_И}}$ больше нуля и меньше единицы, поэтому значение коэффициента δ заключается в пределах $1 < \delta < 2$.

После подстановки (VI. 6) и (VI. 7) в уравнение энергии (VI. 2) получим для одномерного потока газа следующее уравнение

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{c_p}{c_п} \frac{G}{F}\left(\operatorname{grad} T + \varepsilon_I \operatorname{grad} p\right) - m \frac{c_p}{c_п} \frac{\gamma_0 T_0}{p_0} \delta \frac{k-1}{k} \frac{\partial p}{\partial t} = 0. \qquad \text{(VI. 9)}$$

Теплоемкость пористой среды $c_п = c + m\,\gamma\,c_p$ в широких пределах температур и давлений может рассматриваться как усредненный параметр постоянного значения благодаря неравенству $m\,\gamma\,c_p \ll c$. Так, для метана $c_p = 0{,}531$ *ккал/кг* · °С, объемный вес при давлении 240 *кГ/см²* и температуре 50° С $\gamma = 155$ *кГ/см³*. При $m = 0{,}2$ и $c = 750$ *ккал/м³* · °С получаем $m = \frac{c_p}{c}$, $\gamma = 0{,}022 \ll 1$.

Коэффициент Джоуля-Томсона ε_I также усредняется в довольно широких пределах. Однако если решать задачу в точной постановке, то можно без дополнительных усложнений ввести функцию предельных температур дроссельного эффекта

$$\Delta T_I = \int_{p_к}^{p} \varepsilon_I \, dp, \tag{VI. 10}$$

которая для заданного исходного состояния на контуре $p_к$, $T_к$ при $I = \text{const}$ представляется такой же известной функцией координат, как и кривая распределения давлений.

То же относится и к последнему члену уравнения (VI. 9). При желании уточнить задачу вводится функция предельных температур ΔT_S от адиабатического эффекта

$$\Delta T_S = m \frac{c_p}{c_п} \frac{k-1}{k} \frac{T_0}{p_0} \gamma_0 \int_{p_к}^{p} \delta \, dp, \tag{VI. 11}$$

которая также зависит от исходных и конечных условий — $p_к$, $T_к$ и p, T при заданной энтропии $s = \text{const}$.

Таким образом, уравнение энергии потока газа для одномерного потока (плоскопараллельного, радиального и сферического) в точной постановке запишется так

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{c_p}{c_п} G \frac{\partial T}{F(r)\,\partial r} + \frac{c_p}{c_п} G \frac{\partial \Delta T_I}{F(r)\,\partial r} - \frac{\partial \Delta T_s}{\partial t} = 0. \tag{VI. 12}$$

В области установившегося расхода газа

$$G \approx G_0 \tag{VI. 13}$$

выражение (VI. 12) переходит в дифференциальное уравнение в частных производных первого порядка с постоянными коэффициентами с независимыми переменными t и $V = \int F(r)\,dr$.

§ 2. СТАЦИОНАРНЫЙ ПОТОК ГАЗА

Изучение тепловых явлений в стационарном потоке газа в пористой среде имеет значение для постановки лабораторных опытов. В стационарном потоке газа соблюдаются условия $G = G_0 = \text{const}$ или $\frac{\partial \Delta T_s}{\partial t} = 0$. Таким образом, уравнение энергии стационарного потока газа (VI. 12) принимает вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{c_p}{c_п} G_0 \frac{\partial T}{\partial V} + \frac{c_p}{c_п} G_0 \frac{\partial \Delta T_I}{\partial V} = 0. \tag{VI. 14}$$

причем ордината V отвечает интегралу

$$V = \int_{r}^{r_к} F(r)\, dr, \qquad \text{(VI. 15)}$$

где $r_к$ — радиус контура.

Так как распределение предельных температур ΔT_I не зависит от времени, то функция T в уравнении (VI. 14) может быть заменена следующей функцией

$$T(V, t) = \Delta T_u(V, t) - \Delta T_I(V). \qquad \text{(VI. 16)}$$

После подстановки (VI. 16) в (VI. 14) получаем

$$\frac{\partial \Delta T_u(V, t)}{\partial t} + u_V \frac{\partial \Delta T_u(V, t)}{\partial V} = 0, \qquad \text{(VI. 17)}$$

где $u_V = \frac{c_p}{c_п} G_0$ — объемная скорость конвективного переноса тепла в пористой среде.

Общее решение, удовлетворяющее этому уравнению, представляется так

$$\Delta T_u(V, t) = \Phi\left(V - u_V t\right), \qquad \text{(VI. 18)}$$

где Φ — функция аргумента $\left(V - u_V t\right)$, определяемая из краевых условий.

Значит, решение для искомой функции температуры будет следующим

$$T(V, t) = \Phi\left(V - u_V t\right) - \Delta T_I(V). \qquad \text{(VI. 19)}$$

Итак, для $t = 0$ решение (VI. 19) отражает заданный температурный профиль пористой среды $T_0(V)$, откуда находим

$$\underset{t \to 0}{\Phi}(V) = T_0(V) + \Delta T_I(V) \qquad \text{(VI. 20)}$$

или для аргумента $\left(V - u_V t\right)$

$$\Phi\left(V - u_V t\right) = T_0\left(V - u_V t\right) + \Delta T_u\left(V - u_V t\right), \qquad \text{(VI. 21)}$$

т. е. общее решение уравнения (VI. 17) будет иметь вид

$$T(V, t) = T_0\left(V - u_V t\right) + \Delta T_I\left(V - u_V t\right) - \Delta T_I(V). \qquad \text{(VI. 22)}$$

Аналитическое уравнение (IV. 17) было получено иными путями для несжимаемой жидкости. Различие между этими уравнениями состоит в том, что там $\Delta T_I = -\bar{\varepsilon}_I \Delta p$, а здесь $\Delta T_I = -\int_{p}^{p_к} \varepsilon_I\, dp$.

Напомним, что в интервале $0 < V < u_V t$ (для отрицательных значений аргумента $(V - u_V t)$ функция $\Delta T_I(V - u_V t) = 0$, а функция $T_0(V - u_V t)$ соответствует новому температурному профилю $T_0\left(u_V - \frac{V}{t}\right)$, который образовался в результате нагнетания теплоносителя с переменной температурой. Обоснование приведенных замечаний дано в главе IV при исследовании конвективного переноса тепла в пористой среде потоком несжимаемой жидкости.

Рассмотрим случай чистого дроссельного эффекта, когда $T_0(V) = \text{const}$ или

$$T(V, t) - T_0 = \Delta T_I(V - u_V t) - \Delta T_I(V). \qquad \text{(VI. 23)}$$

Согласно уравнению (VI. 23) температура в любой наблюдаемой точке V пористой среды изменяется во времени от нуля при $t = 0$ до предельного значения $\Delta T_I(V)$ при $t = \frac{V}{u_V}$. Характер изменений температуры в наблюдаемой точке во времени отображает кривую предельных температур в пространстве от наблюдаемой точки V до начала координат $V = 0$.

Кривая предельных температур переводится с помощью зависимости (VI. 10) в кривую распределения давлений. Таким образом, кривая температурных изменений во времени, наблюдаемая на выходе газа из пористой среды, позволяет найти распределение установившегося давления в пористой среде.

Заметим, что предельное изменение температуры (VI. 10) зависит только от исходного состояния газа и установившегося давления $p(V)$ в наблюдаемой точке пористой среды V и совершенно не зависит от характера установившейся кривой давлений и от причин, влияющих на кривую давлений (например, не зависит от закона фильтрации, неоднородности пористой среды и т. д.). Однако следует иметь в виду, что закон (VI. 23) отображает процесс перераспределения температур строго точно только в том случае, когда изменения температур не отражаются на распределении давлений. На самом деле, в газовом потоке это условие в точности не сохраняется, что приводит к некоторым отклонениям от закона (VI. 23). Распределение предельных температур в первом приближении ΔT_{I_1} получаем, исходя из распределения давлений при условии $T = T_0 = \text{const}$. Чтобы уточнить кривую предельных температур, следует найти стационарное распределение давлений в новых температурных условиях, а именно для $T = T_0 + \Delta T_{I_1}$ и положить его в основу второго расчетного цикла определения кривой предельных температур. Таким методом последовательных приближений достигается любая желаемая точность определений.

Для более конкретного представления об описываемом явлении рассчитаем пример, который может иметь практическое значение для проверки дроссельного эффекта в лабораторных условиях на плоскопараллельном потоке газа.

Через неограниченную пластину (рис. 17) мощностью $h = 10$ *м*, пористостью $m = 0{,}2$ и теплоемкостью $c = 650$ *ккал/м³ · °С* фильтруется с момента времени $t = 0$ с постоянным удельным расходом 100 тыс. *м³/сутки · м²* (нормальные условия). Давление со стороны области питания 150 *кГ/см²* и температура 40° С. Усредненная вязкость метана $\mu_{ср} = 0{,}015$ *спз*, теплоемкость $c_p = 0{,}531$ *ккал/м · °С*. Определить изменение температуры метана на выходе из пластинки, принимая в основу расчета распределения давлений двучленный закон фильтрации (III. 1).

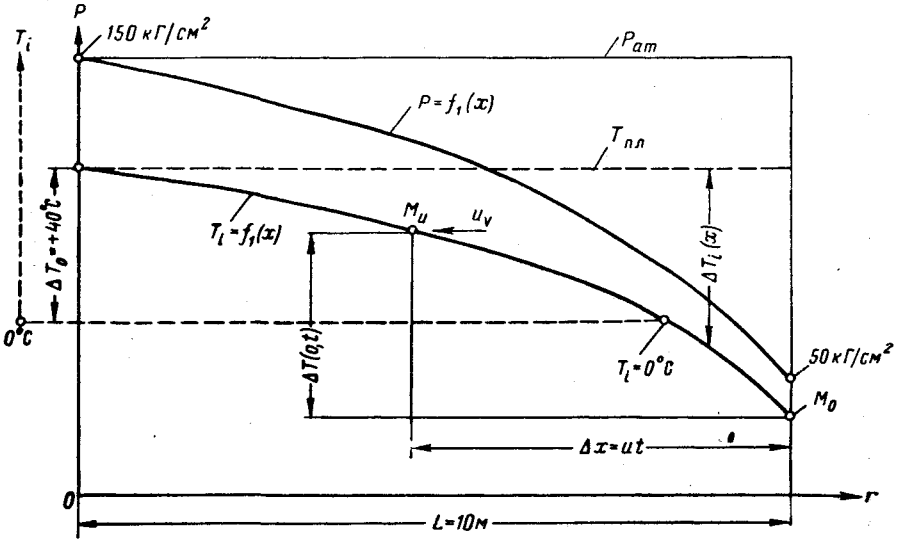

Рис. 17. К расчету температурного поля при плоскопараллельном движении газа в пористой среде.

Значения коэффициентов $k_\mu = 0{,}223$ *д*, $k_\varrho = 3{,}85$ *см⁵/кг · сек²* взяты по лабораторным определениям из работы [92].

Следует рассчитать температуру метана на выходе из пористого тела в функции времени. Скорость фильтрации газа непостоянна и зависит от давления и температуры. Поэтому для практических расчетов удобно представить закон фильтрации (III. 1) в зависимости от расхода газа

$$p_к^2 - p_0^2 \approx 2l\left[\frac{\mu}{k\mu}\left(\frac{Q_0 p_0}{FT_0} z_c T_c\right) + \frac{\varrho_0}{k_\varrho}\left(\frac{Q_0 p_0}{FT_0} z_c T_c\right)^2\right], \quad \text{(VI. 24)}$$

где Q_0 — объемный расход газов *см³/сутки*; ϱ_0 — плотность газа в нормальных условиях по отношению к воде (для метана $\varrho_0 = 0{,}00067$); z_c и T_c — усредненные значения температуры и коэффициента z в потоке газа на пути l.

Для получения первого приближения будем исходить из начальных параметров $T = 273 + 40 = 313°$ К; $p = 150$ *кГ/см²*, что отвечает приведенным значениям $p_R = 150 : 45{,}8 = 3{,}28$ и $T_R = 313 : 191 = 1{,}64$. Согласно кривым на графике рис. 1 этим значениям соответствует $z = 0{,}86$.

Расход 100 тыс. *м³/сутки* из площади 1 *м²* отвечает расходу $\frac{Q_0}{F} = 115{,}6$ *см³/сек·см²*. Таким образом, выражение $\frac{Q_0}{F}\frac{p_0}{T_0}zT =$ $= 0{,}86 \cdot 115{,}6 \cdot \frac{313}{273} = 113{,}6$ *ат см/сек*, или

$$p_к^2 - p_0^2 = 2 \cdot 1000 \left[\frac{0{,}015}{0{,}273} \cdot 113{,}6 + \frac{0{,}00067}{3{,}85}(113{,}6)^2\right] =$$

$$= 2000\,[7{,}65 + 2{,}25] = 19\,800 \text{ кГ}^2/\text{см}^4,$$

откуда $p_0 = 50$ *кГ/см²*. Как видим, перепад давления за счет квадратного члена формулы (VI. 24) достигает здесь 23% от общего перепада.

На рис. 17 показано распределение квадратов давлений в виде прямой линии и параболическое распределение давлений в виде кривой $p = f(x)$, в соответствии с которой построена кривая предельных температур с помощью графика энтальпии (см. рис. 3). Для определения температуры метана на выходе из пористой среды следует перенести кривую предельных температур из координат $[p, T_i]$ в координаты $[T_i, t]$. Помещаем начало ординаты T_i на уровне нулевой температуры на кривой предельных температур в пористой среде, а масштаб для ординаты времени находим после вычисления скорости переноса тепла в пористой среде, а именно

$$u = \frac{c_p}{c_п}\gamma_0\frac{Q_0}{F} = \frac{0{,}531}{650} \cdot 0{,}67 \cdot 1{,}156 = 0{,}000635 \text{ м/сек} = 2{,}25 \text{ м/ч}.$$

В соответствии с полученным результатом нанесем масштаб времени на ординату x (рис. 17). Как видно, процесс стабилизации температур будет продолжаться около 4,5 *ч*. Таким образом, получаем представление о дроссельном процессе в первом приближении.

На самом деле большое понижение конечной температуры метана по отношению к первоначальной влияет на распределение давлений и на перераспределение предельных температур. Если произвести второй расчетный цикл для средней температуры метана по кривой первого цикла, то окажется, что конечное давление газа повысится на 10—15 *кГ/см²*, что в свою очередь приводит к соответствующему повышению предельных температур и т. д. Путем повторения расчетных циклов можно довести результат расчета до необходимой технической точности.

Заметим, что конечное установившееся распределение давлений и предельных температур для линейного случая можно получить

также численным интегрированием закона фильтрации (VI. 24) в дифференциальной форме после разделения переменных

$$dl = \frac{p\,dp}{z\frac{\mu}{k\mu}\frac{Q_0 p_0}{FT_0}(T_к - T_I) + z^2\frac{\varrho_0}{k\varrho}\left(\frac{Q_0 p_0}{FT_0}\right)^2 (T_к - T_I)^2}, \quad \text{(VI. 25)}$$

где параметры z, μ и T_I — известные функции давления p; $T_к$ — постоянная температура на контуре питания.

§ 3. РЕЖИМ ПОСТОЯННОГО ОТБОРА ГАЗА

Полный дифференциал температуры по пути конвективного переноса тепла в пористой среде согласно уравнениям (V. 3), (VI. 10) и (VI. 14) имеет следующее значение

$$dT = -\frac{\partial(\Delta T_I)}{\partial r}dr + \frac{\partial(\Delta T_s)}{\partial t}dt. \quad \text{(VI. 26)}$$

Как было показано в § 2 главы V, соотношение (VI. 26) остается справедливым и для конечных участков пути, когда изменения пластовых давлений не зависят от ординаты r (кривая распределения пластовых давлений в системе (p, r) смещается во времени параллельно себе). Подобный процесс действительно происходит в нестационарном потоке при постоянном отборе газа из скважины в интервале почти установившихся расходов в районе забоя.

В области установившегося расхода газа вокруг скважины радиального пласта забойная температура будет определяться с удовлетворительным приближением по формуле, аналогичной (V. 27) и вытекающей из (VI. 26)

$$\Delta T(t) = \Delta T_I(r_0) - \Delta T_I(r_t) - \Delta T_s(r_t), \quad \text{(VI. 27)}$$

причем

$$r_t = \sqrt{r_0^2 + \frac{c_p C_0}{c_п \pi h}t}. \quad \text{(VI. 28)}$$

Все обозначения известны.

Следует доказать, что в области применения формул (VI. 27) и (VI. 28), т. е. в зоне пласта, ограниченной радиусом r_t, расход газа достаточно близок к постоянному. Пусть проницаемость пласта будет при этом функцией радиуса r. Весовое количество газа, отобранное из скважины при расходе G_0, равно произведению $G_0 t$. Начальный весовой запас газа $Q_{гк}$ в объеме пласта, ограниченном радиусом r_t, равен

$$Q_{гк} \approx m\gamma_0 \pi h\left(r_t^2 - r_0^2\right)\frac{p_к}{p_0} = m\gamma_0\frac{c_p}{c_п}\frac{p_к}{p_0}G_0 t. \quad \text{(VI. 29)}$$

Последнее выражение получается после подстановки вместо r_t значения (VI. 28).

Если в момент замера забойное давление в скважине равно $p_з$, то оставшийся в пласте запас газа $Q_{гз}$ соответствует неравенству

$$Q_{гз} > m\gamma_0 \pi h\left(r_t^2 - r_0^2\right)\frac{p_s}{p_0} = m\gamma_0 \frac{c_p}{c_п}\frac{p_з}{p_0} G_0 t. \qquad \text{(VI. 30)}$$

Следовательно, из объема пласта в радиусе r_t отобрано газа

$$\Delta Q_г < m\gamma_0 \frac{c_p}{c_п}\frac{(p_к - p_з)}{p_0} G_0 t. \qquad \text{(VI. 31)}$$

Таким образом, весовое количество газа, перетекшее через эквипотенциальную поверхность радиусом r_t, заключается в пределах

$$\left(1 - m\gamma_0 \frac{c_p}{c_п}\frac{p_к - p_з}{p_0}\right) G_0 t < Q_t < G_0 t. \qquad \text{(VI. 32)}$$

Выражение

$$П = m\gamma_0 \frac{c_p}{c_п}\frac{p_к - p_з}{p_0} \qquad \text{(VI. 33)}$$

может считаться верхним пределом погрешности, которая допускается, если расход газа в области, ограниченной радиусом r_t, принять постоянным. Например, для $\frac{p_к - p_з}{p_0} = 100$, $m = 0{,}2$, $\gamma_0 = 0{,}61$ *кГ/м*^{3}, $c_p = 0{,}531$ *ккал/кг* · °С, $c_п = 650$ *ккал/м*^{3} · °С, получаем $П = 0{,}01$. Учет влияния температуры не внесет здесь существенных изменений. Значит, в данных условиях предположение о постоянном весовом расходе газа приводит к погрешностям, не превышающим 1%.

Итак, высокая точность формулы (VI. 27) в условиях постоянного отбора газа доказана. Эта формула может быть представлена так же как и формула для стационарного потока газа в виде функции

$$\Delta T_0(t) \approx \Delta T\left(V_0\right) - \Delta T_I\left(V_0 + u_V t\right) - \Delta T_s\left(V_0 + u_V t\right), \qquad \text{(VI. 34)}$$

где V_0 — объем ствола скважины в продуктивном интервале; u_V — объемная скорость переноса температур в пласте.

Зависимость (VI. 34) означает, что забойная температура в момент времени t после пуска скважины с постоянным отбором газа равна разности предельных температур на забое скважины и в точке пласта на расстоянии $\left(V_0 + u_V t\right)$ с поправкой на температурный эффект адиабатического расширения. Рассмотрим эту температурную поправку. Для идеального газа коэффициент $\delta_s = 1$. Тогда температурная поправка $\Delta T_{s\,и}$ согласно (VI. 11) определяется формулой

$$\Delta T_{s_и} = m\frac{c_p}{c_п}\frac{k-1}{k}\frac{T_0}{p_0}\gamma_0(p_п - p_t). \qquad \text{(VI. 35)}$$

Для конкретных значений, принятых раньше для оценки выражения (VI. 33) и для $k = 1{,}31$ и $T_0 = 273°$ К. При $p_п - p_t =$

$= 100$ *кГ/см*^{2}, получим из (VI. 35) $\Delta T_{s\,и} = 0{,}652°$ С. В реальных газах $\delta_s > 1$. Например, для метана при давлениях в пределах 100—200 *кГ/см*^{2} значение δ_s близко к двум. Температурный эффект адиабатического расширения метана в пласте может достигать в данных условиях примерно 1,3—1,5 *град*/100 *ат* или $\approx 0{,}015$ *град/ат*. Это составляет небольшую долю температурного эффекта Джоуля-Томсона, $\approx 4\%$ для метана при равных перепадах давлений во времени $\Delta p\,(t)$ и по пути конвективного переноса тепла $\Delta p\,(x)$. Приблизительно такие условия сохраняются в призабойной зоне пласта для $r < r_t$. Ограничиваясь приближенными результатами, можно пренебрегать адиабатическим эффектом. Однако в зонах, отдаленных от скважины, где $r \gg r_t$, имеем $\left|\frac{\partial p}{\partial t}\right| dt \gg \left|\frac{\partial p}{\partial r}\right| dr$. Здесь основную роль играет эффект адиабатического расширения, а влияние дроссельного эффекта можно не учитывать. Последнее замечание относится в первую очередь к застойным зонам пласта, а также к медленным процессам накопления газа в подземных ловушках и к процессам разрушения залежи. Явление адиабатического охлаждения и нагревания пород может служить дополнительным критерием в комплексе геологических исследований как для решения геолого-промысловых вопросов, так и в области формирования газовых месторождений. Заметим, что при медленном накоплении газа температурный эффект охватывает всю залежь и в зависимости от ее объема может длительное время сохраняться в виде температурной аномалии, затухающей постепенно в течение многих тысячелетий; при этом температурные аномалии порядка $\pm$ 0,01° С могут быть обнаружены современными дифференциальными термометрами.

Предельное изменение температуры ΔT_I вследствие дроссельного эффекта может быть выражено также произведением интегрального коэффициента Джоуля-Томсона $\bar{\varepsilon}_I$ на перепад давления Δp

$$\Delta T_I = -\bar{\varepsilon}_I \Delta p = -\bar{\varepsilon}_I (p_к - p), \qquad \text{(VI. 36)}$$

где

$$\bar{\varepsilon}_I = \frac{\int\limits_p^{p_к} \varepsilon_I\, dp}{p_к - p}. \qquad \text{(VI. 37)}$$

Зависимость $\varepsilon_I = f(p)$ для реальных газов нетрудно построить при помощи энтальпийной диаграммы. После подстановки (VI. 36) в уравнение (VI. 27) получаем зависимость между забойной температурой и распределением пластовых давлений

$$\Delta T\,(t) = -\bar{\varepsilon}_{I_{r_0}} \Delta p\,(r_0, t) + \varepsilon_{I_{r_t}} \Delta p\,(r_t, t) + \bar{\alpha} \Delta p (r_t, t), \qquad \text{(VI. 38)}$$

где $\bar{\alpha}$ — интегральный коэффициент, определенный формулой (VI. 11).

Для удобства практических расчетов формулу (VI. 38) представим в таком виде

$$\Delta T(t) - \Delta T(\bar{\beta}) = -\bar{\varepsilon}_{I_0}[\Delta p(r_0, t) - \Delta p(r_t, t)], \qquad \text{(VI. 39)}$$

причем поправка температуры определяется выражением

$$\Delta T(\bar{\beta}) = \bar{\beta}\,\Delta p(r_t, t), \qquad \text{(VI. 40)}$$

где

$$\beta = \left[\bar{\alpha} + \left(\bar{\varepsilon}_{I_0} - \bar{\varepsilon}_{I_{rt}}\right)\right]. \qquad \text{(VI. 41)}$$

Таким образом, формула для определения забойной температуры при режиме постоянного отбора газа приводится к виду (V. 59) для упругой жидкости. Различие состоит в том, что поправочный коэффициент $\bar{\beta}$ зависит также и от изменения коэффициента Джоуля-Томсона (VI. 41).

Вокруг центральной газовой скважины, вскрывающей всю мощность однородного радиального пласта и работающей с постоянным весовым отбором газа G_0, образуется воронка депрессии, которая при двучленном законе фильтрации для идеального газа подчиняется формуле

$$p(r, t) \approx \sqrt{p_з^2(t) + \frac{\mu Q_0 p_0}{\pi h k_\mu} \ln\frac{r}{r_0} + \frac{\varrho_0 Q_0^2 p_0^2}{(\pi h)^2 k_\varrho}\,\frac{r - r_0}{r_0 r}}, \qquad \text{(VI. 42)}$$

где $p(r, t)$ — забойное давление в *кГ/см²*; Q_0 — объемный расход газа в *см³/сек*; h — мощность пласта в *см*; r_0 — радиус скважины в *см*. Остальные обозначения, как в формуле (III. 1).

Последний член под корнем отражает влияние квадратного члена закона фильтрации (III. 1). С ростом радиуса r значение $\frac{r - r_0}{r_0 r} \to \frac{1}{r_0}$, т. е. значение последнего члена под корнем стремится к постоянному. При небольших расходах газа Q_0 квадратный член можно пропустить, в результате чего несколько занижается точность определения пластового давления (VI. 42). Для упрощения записи последующих зависимостей будем пропускать выражение $\frac{\varrho_0 Q_0^2 p_0^2}{(\pi h)^2 k_\varrho}\,\frac{r - r_0}{r_0 r}$ учитывая, что его всегда можно добавить при необходимости уточнить исследуемые зависимости.

После подстановки (VI. 42) в (VI. 39) с учетом (VI. 28) получаем функцию времени, определяющую забойную температуру в газовой скважине

$$\Delta T_з(t) = \bar{\varepsilon}_I\left[\sqrt{p_з^2(t) + \frac{\mu Q_0}{\pi h k_\mu}\ln\left(1 + \frac{c_p \gamma_0 Q_0}{c_п \pi h r_0^2}\,t\right)} - p_з(t)\right] -$$

$$- \bar{\beta}\left[p_п - \sqrt{p_з^2(t) + \frac{\mu Q_0}{\pi h k_\mu}\ln\left(1 + \frac{c_p \gamma_0 Q_0}{c_п \pi h r_0^2}\,t\right)}\right]. \qquad \text{(VI. 43)}$$

Забойное давление после пуска газовой скважины с постоянным расходом при одночленном законе фильтрации можно в первом приближении определить так

$$p_з(t) \approx \sqrt{p_п^2 - \frac{\mu Q_0 p_0}{2\pi kh} \ln \frac{\pi \varkappa}{r_0^2} t}, \qquad \text{(VI. 44)}$$

где $\varkappa$ определяется соотношением (VI. 3).

По формулам (VI. 43) и (VI. 44) можно вычислить забойную температуру при заданном отборе газа из скважины однородного радиального пласта.

В промысловых условиях обычно требуется решить обратную задачу. Забойную температуру $T_з(t)$ и забойное давление $p_з(t)$ нужно измерить, а форму воронки депрессии или распределение давлений вокруг скважины найти путем обработки данных измерений по формуле

$$\Delta p(r_t, t) = \frac{\bar{\varepsilon}_{I_0} \Delta p(r_0 t) + \Delta T_з(t)}{\bar{\varepsilon}_{I_{rt}} + \bar{\beta}} \qquad \text{(VI. 45)}$$

или, если пренебречь поправкой температуры на адиабатическое охлаждение,

$$\Delta p(r_t, t) = \Delta p_з(t) + \frac{\Delta T_з(t)}{\bar{\varepsilon}_{I_0}}. \qquad \text{(VI. 46)}$$

Среднее значение коэффициента Джоуля — Томсона можно также определить по данным глубинных измерений, если построить кривую изменения забойной температуры в зависимости от логарифма времени. Из (VI. 42) для одночленной формулы с учетом (VI. 28) получаем

$$p(r_t, t) - p_з(t) = \frac{\mu Q_0 p_0}{4\pi khp_{ср}} \ln\left(1 + \frac{c_p}{c_п} \frac{\gamma_0 Q_0}{\pi h} \frac{t}{r_0^2}\right), \qquad \text{(VI. 47)}$$

где

$$p_{ср} = 0{,}5\,[p_з(t) + p(r_t, t)]. \qquad \text{(VI. 48)}$$

Сопоставляя (VI. 46) и (VI. 47), находим

$$\Delta T_з(t) \approx \bar{\varepsilon}_I \frac{\mu Q_0 p_0}{4\pi khp_{ср}} \ln\left(1 + \frac{c_p}{c_п} \frac{\gamma_0 Q_0}{\pi h} \frac{t}{r_0^2}\right). \qquad \text{(VI. 49)}$$

Комплекс $\frac{\mu Q_0 p_0}{2\pi kh}$ определяется по замерам кривой забойных давлений (VI. 44) в полулогарифмической системе координат. Так же находят и выражение $\bar{\varepsilon}_I \frac{\mu Q_0 p_0}{4\pi khp_{ср}}$ по наклону кривой забой-

ных температур и выделяют значение $\bar{\varepsilon}_I$, о чем более подробно будет сказано при рассмотрении термодинамического метода зондирования пласта в главе XI.

§ 4. ЭФФЕКТ ВНУТРИПЛАСТОВОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

Нагнетание газа в пласт применяется в нефтяной промышленности для поддержания или восстановления пластового давления, а также для вторичной активизации процесса нефтеотдачи и в газовой промышленности для подземного хранения газа. Настоящее исследование показывает, что нагнетание газа в скважину должно привести неизбежно к охлаждению пласта. При этом пласт охлаждается именно внутри, т. е. только на расстояниях $r > r_0$. На забое скважины ($r = r_0$) температура может сохраняться постоянной. Холодная зона распространяется в глубь пласта со скоростью конвективного переноса тепла в пласте. Понижение температуры пласта управляется дроссельным эффектом. Описанное явление будем называть эффектом внутрипластового охлаждения.

Рассмотрим эффект внутрипластового охлаждения в однородном радиальном пласте. Изменение пластовой температуры будем определять по общей схеме (VI. 26), которая для конечных приращений записывается так

$$\Delta T(r, t) = -\frac{\partial(\Delta T_I)}{\partial r} dr + \frac{\partial(\Delta T_s)}{\partial t} dt. \qquad \text{(VI. 50)}$$

На рис. 18 показаны кривые пластовых давлений вокруг нагнетательной скважины для разных моментов времени при постоянном расходе нагнетаемого агента.

Точки пересечения кривой K и кривой давлений соответствуют точкам минимальной температуры в пласте и находятся в радиусе конвективного переноса тепла (VI. 28).

Вспомним, что изменение температуры в любой точке пористой среды, вызываемое дроссельным эффектом, соответствует проекции на ось давлений отрезка пути точки M, которая выходит из наблюдаемой точки M_0 в момент времени $t = 0$ и, скользя по кривой давлений, перемещается со скоростью переноса тепла в пористой среде вдоль оси r. Так, для точки M_{02} на рис. 18, расположенной на расстоянии $r > r_t$, проекция отрезка $M_0 M_t$ на ось p определяет перепад давлений, с которым связан температурный эффект Джоуля — Томсона. Расстояние перемещающейся точки $M(t)$ от начала координат определяется так

$$r_{M\,t} = \sqrt{r_M^2 - \frac{c_p \gamma_0 Q_0}{c_\Pi \pi h} t}, \qquad \text{(VI. 51)}$$

где r_M — радиус наблюдаемой неподвижной точки.

Значит, в точке M_0 могут происходить следующие изменения температуры от дроссельного эффекта

$$\Delta T_I(r_M, t) \approx \bar{\varepsilon}_I \left[p\left(\sqrt{r_M^2 - \frac{c_p \gamma_0 Q_0}{c_п \pi h} t},\ t \right) - p(r_M t) \right]. \quad \text{(VI.52)}$$

С другой стороны, изменение давления в точке M_0, вызывающее температурный эффект сжатия, будет равняться приращению давления в этой же точке

$$\Delta T_s(r_M, t) = \bar{\varepsilon}_I \bar{a}_s \left[p(r_M, t) - p_п \right]. \quad \text{(VI.53)}$$

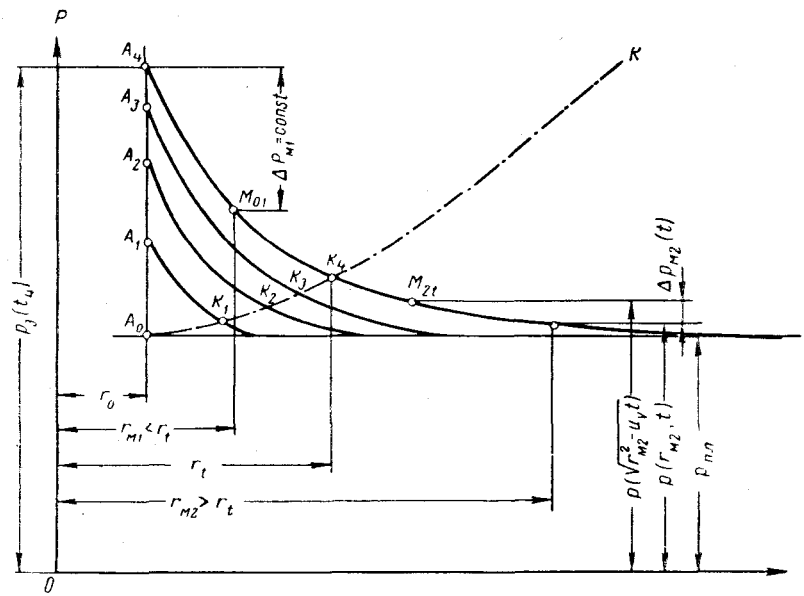

Рис. 18. Распределение давлений вокруг нагнетательной газовой скважины для моментов времени $t_1 < t_2 < t_3 \ldots$.

Итак, полное изменение пластовой температуры в точке будет следующим

$$\Delta T\underset{r_M \geqslant r_t}{(r_M, t)} = \bar{\varepsilon}_I \left\{ \left[p\left(\sqrt{r_M^2 - \frac{c_p \gamma_0 Q_0}{c_п \pi h} t},\ t \right) - p(r_M, t) \right] + \right.$$

$$\left. + \bar{a}_s \left[p(r_M, t) - p_п \right] \right\}. \quad \text{(VI.54)}$$

Для точки $r_M < r_t$ имеем $p\left(\sqrt{r_M^2 - \frac{c_p \gamma_0 Q_0}{c_п \pi h} t} \right) = p_з(t)$, т. е. значение $\Delta T(r_M, t)$ стабилизируется с момента времени

$$t_M = \frac{c_п \pi h \left(r_M^2 - r_0^2 \right)}{c_p \gamma_0 Q_0}. \quad \text{(VI.55)}$$

Стабилизируется также и эффект сжатия, поскольку по условиям задачи температура нагнетаемого газа сохраняется постоянной.

Следовательно, температурный эффект адиабатического сжатия ограничен перепадом давлений

$$\Delta p_{\text{п}}(r_M) = [p(r_M, t_M) - p_{\text{п}}], \qquad \text{(VI. 56)}$$

где $\Delta p_{\text{п}}(r_M)$ соответствует точке на линии $\overline{k_0 k}$ (рис. 18), расположенной на расстоянии r_M от оси ординат.

В соответствии с указанными дополнениями формула (VI. 54) видоизменяется так

$$\Delta T(r_M, t) \approx \bar{\varepsilon}_I \left\{ [p_{\text{з}}(t) - p(r_M, t)] + \bar{\alpha}_s \Delta p_{\text{к}}(r_M) \right\}, \qquad \text{(VI. 57)}$$
$$r_M < r_t$$

где $\bar{\varepsilon}_I$ и $\bar{\alpha}_s$ — интегральные коэффициенты, соответствующие определениям (VI. 37) и (VI. 11).

Пластовое давление $p(r_M, t)$ на окружности r_M можно вычислить по известной гидродинамической формуле

$$\Delta p(r_M, t) \approx \sqrt{p_{\text{з}}^2(t) - \frac{\mu Q_0}{\pi h k_\mu} \ln \frac{r_M}{r_0}} \qquad \text{(VI. 58)}$$

или для условия $t = t_M$

$$\Delta p_{\text{к}}(r_M, t_M) \approx \sqrt{p_{\text{з}}^2(t_M) - \frac{\mu Q_0}{\pi h k_\mu} \ln \frac{r_M}{r_0}}. \qquad \text{(VI. 59)}$$

Учитывая последние зависимости, перепишем температурную формулу (VI. 57) для ограниченного предела $r_M < r_t$

$$\Delta T(r_M, t) \approx \bar{\varepsilon}_I \left\{ \left[p_{\text{з}}(t) - \sqrt{p_{\text{з}}^2(t) - \frac{\mu Q_0}{\pi h k_\mu} \ln \frac{r_M}{r_0}} \right] + \right.$$
$$\left. + \bar{\alpha}_s \left[\sqrt{p_{\text{з}}^2(t) - \frac{\mu Q_0}{\pi h k_\mu} \ln \frac{r_M}{r_0}} - p_{\text{п}} \right] \right\}. \qquad \text{(VI. 60)}$$

Для предела $r_M > r_t$ формула (VI. 54) примет вид

$$\Delta T(r_M, t) \approx \bar{\varepsilon}_I \left\{ \left[\sqrt{p_{\text{з}}^2(t) - \frac{\mu Q_0 p_0}{2\pi h k_\mu} \ln \left(\frac{r_M^2}{r_0^2} - \frac{c_p \gamma_0 Q_0}{c_{\text{п}} \pi h} \frac{t}{r_0^2} \right)} - \right.$$
$$\left. - \sqrt{p_{\text{з}}^2(t) - \frac{\mu Q_0 p_0}{\pi h k_\mu} \ln \frac{r_M}{r_0}} \right] + \bar{\alpha}_s \left[\sqrt{p_{\text{з}}^2(t) - \frac{\mu Q_0 p_0}{\pi h k_\mu} \ln \frac{r_M}{r_0}} - p_{\text{п}} \right] \right\}. \qquad \text{(VI. 61)}$$

Уравнение (VI. 61) менее точно, чем (VI. 60) ввиду затухания расхода газа на далеких расстояниях от скважины. Соотношение (VI. 61) может применяться и в ограниченном сверху интервале расстояний r_M в зависимости от желаемой точности определений.

Забойное давление $p_з(t)$ для нагнетательной скважины неограниченного пласта может быть в соответствии (VI. 44) определено так

$$p_з(t) = \sqrt{p_п^2 + \frac{\mu Q_0 p_0}{2\pi hk_\mu} \ln \frac{\pi \varkappa t}{r_0^2}}. \qquad \text{(VI. 62)}$$

Наглядное представление о значении эффекта внутрипластового охлаждения дает конкретный пример, приведенный в главе XI. Оказывается, что дроссельный процесс может в определенных условиях очень сильно сказываться на режиме работы пласта. В холодном поясе пути фильтрации газа могут закупориться в результате выпадения конденсатов, образования гидратов, а в поясе отрицательных температур — заморозиться влага, содержащаяся в нагнетаемом газе.

С другой стороны, эффект внутрипластового охлаждения может быть использован для временной изоляции подземных вод на больших площадях при проходке шахт, для закупорки трещин и других путей фильтрации при многократном гидроразрыве пласта и т. д.

§ 5. ВЫВОДЫ

В данной главе показано, что для неоднородного пласта зона установившегося расхода газа при работе скважины с постоянным отбором распространяется быстрее, чем глубина термодинамического зондирования пласта совершенно независимо от распределения проницаемости по пути фильтрации газа. На глубине зондирования, т. е. на расстоянии от оси скважины, откуда получаем в данный момент времени температурный эквивалент пластового давления, расход газа можно приравнять к отбору газа с допускаемой погрешностью не больше 1%.

Это позволяет с высокой степенью точности определять местоположение пластовых давлений, определяемых по кривой изменения забойной температуры.

Точно определять пластовые давления, соответствующие температурной кривой, трудно при больших депрессиях, когда большие изменения температуры сказываются на состоянии газа, и происходит вторичное перераспределение пластовых давлений, а затем и пластовых температур. Совершается процесс обратной взаимосвязи по схеме: давление → температура → давление и т. д.

По этой схеме методом последовательных приближений уточнить результаты вычислений, если возникает такая необходимость.

Дроссельный эффект может отрицательно повлиять на коэффициент нефтеотдачи при газовой репрессии с применением высоких давлений нагнетания.

Дроссельный эффект может оказаться полезным при проведении промысловых мероприятий, требующих временной закупорки пласта, — гидроразрыва, строительства шахт, разобщения горизонтов и т. п.

Адиабатический температурный эффект расширения или сжатия газов в пористой среде может создавать температурные аномалии во всем объеме газовой залежи или газовой шапки нефтяных месторождений. Такие аномалии сохраняются в течение относительно продолжительного времени и могут служить показателем направления термодинамических процессов, происходящих в недрах земли.

ТЕПЛОПРОВОДНЫЕ ПОТОКИ

Рассматривая температурное поле в пористой среде, мы предполагали наличие таких условий, в которых решающими факторами являются конвективный перенос тепла, внутреннее трение и адиабатический эффект. Вполне очевидно, что такое предположение связано с ограничением как во времени, так и в пространстве. С течением времени влияние теплопроводности будет сказываться все в большей мере особенно вблизи наружных стенок пористого тела и в зонах большой кривизны температурного поля внутри пласта. Это приводит к интенсивному выравниванию температур внутри пористой среды и к тепловым потерям через граничные стенки системы.

§ 1. ПАРАЛЛЕЛЬНЫЕ ТЕПЛОПРОВОДНЫЕ ПОТОКИ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Проблема нестационарного плоскопараллельного теплопроводного потока, сопутствующего конвективному переносу, возникает при рассмотрении естественного теплового поля земной коры в случае вертикальной миграции жидкостей и газов. Полагая, что такая миграция происходит чрезвычайно медленно, можно ограничиться рассмотрением лишь конвективных и теплопроводных потоков, не учитывая в этом случае влияние других термодинамических эффектов. В таких условиях уравнение энергии (IV. 40) для $c_0 = 0$ упрощается так

$$a\frac{\partial^2 T}{\partial h^2} = \frac{\partial T}{\partial t} + U\frac{\partial T}{\partial h}. \qquad \text{(VII. 1)}$$

Отметим, что случай $c_0 \neq 0$ включает дополнительное нагревание или охлаждение всей массы породы. Поэтому результаты исследований в предположении $c_0 \neq 0$ принципиально не отличаются от выводов, полученных на основании (VI. 1).

Рассмотрим два случая вертикальной миграции.

Вертикальное движение жидкости в глубь земной коры

Данный случай рассмотрим на примере температурного профиля вертикального однородного пористого стержня с начальным прямолинейным продольным распределением температур, через который фильтруется вниз несжимаемая жидкость.

Согласно (III. 57) конвективный перенос тепла в пористой среде исчезает для наблюдателя, который перемещается в пористой среде со скоростью конвективного переноса тепла. Такой наблюдатель замечает лишь теплопроводные потоки. Для него температура пористой среды может измениться в точках, где баланс теплопроводных потоков не закрывается, т. е. в случае одномерной параллельной задачи там, где $\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \neq 0$. Судя по принятому начальному температурному профилю внутри пористой среды, имеется лишь одна такая точка, которая перемещается вниз с постоянной скоростью конвективного переноса тепла u. Вокруг этой точки образуется нестационарное теплопроводное поле, расширяющееся с течением времени. В пределах этого поля соблюдается условие $\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \neq 0$. Наблюдателю, который находится в точке излома температурной кривой и передвигается вместе с этой точкой в пористой среде со скоростью переноса тепла, покажется, что он наблюдает контактный теплообмен между двумя стержнями непостоянной длины. Таким образом, теплопроводный поток между двумя контактирующими стержнями можно рассматривать вне зависимости от конвективного переноса.

Поместив начало координат в плоскости соприкосновения стержней, составляем следующую систему температурных уравнений

$$a \frac{\partial^2 T_{\text{н}}}{\partial \xi^2} = \frac{\partial T_{\text{н}}}{\partial t}; \quad a \frac{\partial^2 T_{\text{в}}}{\partial \xi^2} = \frac{\partial T_{\text{в}}}{\partial t}, \tag{VII. 2}$$

где $T_{\text{н}}$ и $T_{\text{в}}$ — отклонения температур нижнего и верхнего стержня от температуры, определяемой начальными условиями.

Процессы конвективного переноса тепла протекают относительно быстро. Длина верхнего стержня растет намного быстрее, чем расширяется зона ощутимых теплопроводных возмущений вокруг точки контакта. Поэтому вполне допустимо решить поставленную задачу для случая контакта неограниченных стержней.

На основании изложенных выше соображений будем решать систему уравнений (VII. 2) для следующих краевых условий

$$T_{\text{н}}(0, t) = T_{\text{в}}(0, t)$$

$$T_{\text{н}}(\xi, 0) = \Gamma \xi; \quad T_{\text{в}}(-\xi, 0) = 0$$

$$\frac{\partial T_{\text{н}}}{\partial \xi} = \frac{\partial T_{\text{в}}}{\partial \xi}$$

$$T_{\text{н}}(\xi, t) - \Gamma \xi \underset{\xi \to \infty}{\to} 0; \quad T_{\text{в}}(-\xi, t) \underset{\xi \to \infty}{\to} 0, \tag{VII. 3}$$

где Γ — геотермический градиент или тангенс угла наклона температурной кривой ниже точки контакта.

Используя изображения Лапласа для функций $T_{\text{н}}$ и $T_{\text{в}}$ по переменной t, переведем систему дифференциальных уравнений

(VII. 2) в частных производных в систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$aT''_{\text{ни}}(\xi, s) = sT_{\text{ни}}(\xi, s) - \Gamma \cdot \xi$$
$$aT''_{\text{ви}}(-\xi, s) = sT_{\text{ви}}(-\xi, s). \qquad \text{(VII. 4)}$$

Общее решение этих уравнений можно записать так

$$T_{\text{ни}}(\xi, s) = \frac{\Gamma \xi}{s} + A_{\text{н}} e^{-\sqrt{\frac{s}{a}}\xi} + B_{\text{н}} e^{+\sqrt{\frac{s}{a}}\xi}$$
$$T_{\text{ви}}(\xi, s) = A_{\text{в}} e^{+\sqrt{\frac{s}{a}}\xi} + B_{\text{в}} e^{-\sqrt{\frac{s}{a}}\xi}. \qquad \text{(VII. 5)}$$

Поскольку по последнему из условий (VII. 3) в первом уравнении при $\xi \to \infty$ показательные функции не могут стремиться к бесконечности, то очевидно, что $A_{\text{в}} = B_{\text{н}} = 0$.

Из первого и третьего условий (VII. 3) получаем

$$A_{\text{н}} = B_{\text{в}} = -\frac{\Gamma}{2s}\sqrt{\frac{a}{s}}. \qquad \text{(VII. 6)}$$

Таким образом, решение задачи в изображениях будет следующим

$$T_{\text{ви}}(\xi, s) = \frac{\Gamma\sqrt{a}}{2} \frac{e^{-\sqrt{\frac{s}{a}}\xi}}{s\sqrt{s}}$$

$$T_{\text{ни}}(\xi, s) = \frac{\Gamma\sqrt{a}}{2} \frac{e^{-\sqrt{\frac{s}{a}}\xi}}{s\sqrt{s}} + \frac{\Gamma\xi}{s}. \qquad \text{(VII. 7)}$$

К решению (VII. 7) мы пришли, исходя из предположения, что наблюдатель перемещается в пористой среде со скоростью конвективного переноса тепла u и замечает лишь теплопроводные потоки. С математических позиций такой прием может показаться недостаточно строгим, поэтому покажем, что результат (VII. 7) можно получить корректным аналитическим путем, хотя при этом возникают некоторые затруднения в определении краевых условий.

Путем замены переменных h и t на новые независимые переменные

$$\xi = h + ut; \quad \tau = t \qquad \text{(VII. 8)}$$

уравнение (VII. 1) приводится к виду уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial^2 T}{\partial \xi^2} = \frac{\partial T}{\partial \tau}, \qquad \text{(VII. 9)}$$

поскольку

$$\left(\frac{\partial T}{\partial \tau}\right)_{\xi} = \frac{\partial T}{\partial t}\frac{\partial t}{\partial \tau} + \frac{\partial T}{\partial \xi}\frac{\partial \xi}{\partial \tau} = \frac{\partial T}{\partial t} = u\frac{\partial T}{\partial \xi}. \qquad \text{(VII. 10)}$$

Для начального условия $\tau = t = 0$

$$T(h, 0) = T(\xi, 0) = T_0 + \Gamma h = T_0 + \Gamma \xi. \qquad \text{(VII. 11)}$$

После преобразования по Лапласу функции T по переменной τ получаем из (VII. 9) обыкновенное дифференциальное уравнение

$$aT''_{\text{и}} = sT_{\text{и}} - (T_0 + \Gamma \xi), \qquad \text{(VII. 12)}$$

общее решение которого следующее

$$T_{\text{и}} = A\, e^{-\sqrt{\frac{s}{a}}\,\xi} + B\, e^{+\sqrt{\frac{s}{a}}\,\xi} + \frac{T + \Gamma \xi}{s}. \qquad \text{(VII. 13)}$$

Поскольку для $\xi \to \infty$, $T_{\text{и}} \to \frac{T_0 + \Gamma \xi}{s}$, то постоянная $B = 0$.

Значение постоянной A может быть вычислено после установления какого-либо граничного условия в точке $\xi = 0$. Для этого на основании закона суперпозиции теплопроводных потоков представим первоначальный поток $+q_{\text{г}}$, подчиненный геотермическому градиенту в нижней части стержня, как сумму двух потоков $\frac{1}{2} q_{\text{г}} + \frac{1}{2} q_{\text{г}}$, а отсутствие теплопроводного потока в верхней части стержня как разность потоков $\frac{1}{2} q_{\text{г}} - \frac{1}{2} q_{\text{г}}$. Таким образом, в точке $\xi = 0$ (в точке соприкосновения стержней) встречаются два противоположных, блокирующих друг друга потока $\frac{1}{2} q_{\text{г}} - \frac{1}{2} q_{\text{г}}$; неблокированная половина потока $+\frac{1}{2} q_{\text{г}}$ перетекает беспрепятственно через сечение контакта стержней $\xi = 0$. Отсюда получаем условие постоянного расхода тепла на контуре $\xi = 0$ или

$$\frac{\partial T}{\partial \xi} = \frac{1}{2}\Gamma, \quad \text{или} \quad \frac{\partial T_{\text{и}}}{\partial \xi} = \frac{\Gamma}{2s}, \qquad \text{(VII. 14)}$$

из которого вычисляем

$$A = \frac{\sqrt{a}\,\Gamma}{2s\sqrt{s}} \qquad \text{(VII. 15)}$$

и получаем решение для изображения

$$T_{\text{н}} = \frac{\sqrt{a}}{2}\Gamma \frac{e^{-\sqrt{\frac{s}{a}}\,\xi}}{s\sqrt{s}} + \frac{T_0 + \Gamma \xi}{s}, \qquad \text{(VII. 16)}$$

совпадающее с решением (VII. 7).

Оригинал этого изображения дан в работе А. В. Лыкова [37

$$T = \Gamma \sqrt{a\tau}\, i\,\text{erfc}\,\frac{\xi}{2\sqrt{a\tau}} + T_0 + \Gamma \xi \qquad \text{(VII. 17)}$$

или в функции переменных h и t

$$T = T_0 + \Gamma(h - ut) + \Gamma\sqrt{at}\, i\,\mathrm{erfc}\frac{h-ut}{2\sqrt{at}}. \qquad \text{(VII. 18)}$$

Как видно, глубина сноса геотермического профиля равна

$$h_t = ut = \frac{c_{\text{ж}}}{c_{\text{п}}} V_{\text{ж}_1}, \qquad \text{(VII. 19)}$$

где $V_{\text{ж}_1}$ — объем жидкости, поглощенной единицей торцовой поверхности стержня.

На глубине сноса (VII. 19) геотермический градиент равен половине нормального градиента, что подтверждается граничным условием.

Максимальное отклонение температуры в точке сноса $\xi = 0$ согласно (VII. 18) нарастает по закону

$$\Delta T_{\substack{0\\ \xi=0}} = 0{,}5642\,\Gamma\sqrt{at} \qquad \text{(VII. 20)}$$

и на некотором расстоянии от точки сноса влияние теплопроводности практически затухает. Так, для $\xi = 4\sqrt{at}$ отклонение температуры в 1000 раз меньше, чем в точке $\xi = 0$, и влияние теплопроводности можно уже не учитывать.

ВОСХОДЯЩИЙ ПОТОК В ЗЕМНОЙ КОРЕ *

Конвективное перемещение геотермы с постоянным наклоном Γ вверх со скоростью u равносильно нагреванию горных пород. При этом скорость нарастания температуры Γu соответствует мощности непрерывно действующего источника тепла $W_{\text{п}} = c_{\text{п}}\Gamma u$. Поэтому задачу восходящего потока удобно рассматривать как теплопроводную с постоянным источником тепла. Такая задача отвечает следующему дифференциальному уравнению [37]

$$\lambda\frac{\partial^2 T}{\partial h^2} + W = c_{\text{п}}\frac{\partial T}{\partial t}. \qquad \text{(VII. 21)}$$

Физический смысл зависимости (VII. 21) состоит в том, что приращение тепловой энергии в элементе объема пористой среды за время dt слагается из баланса теплопроводных потоков и из тепла, полученного от внутреннего источника.

Для восходящего потока уравнение (VII. 21) можно записать так

$$a\frac{\partial^2 T}{\partial h^2} = \frac{\partial T}{\partial t} - \Gamma u \qquad \text{(VII. 22)}$$

---

* Общая картина распределения температуры в земной коре дана в главе XI в разделе «Геотермические исследования».

при следующих условиях

$$T(h, 0) = T_0 + \Gamma h$$
$$T(0, t) = T_0$$
$$\frac{\partial T(\infty, t)}{\partial h} = \Gamma. \qquad \text{(VII. 23)}$$

Применим преобразование Лапласа по переменной t. Тогда получим

$$aT''_{\text{и}} = sT_{\text{и}} - (T_0 + \Gamma h) - \frac{\Gamma u}{s}. \qquad \text{(VII. 24)}$$

Это уравнение имеет следующее общее решение

$$T_{\text{и}} - \frac{T_0 + \Gamma h}{s} - \frac{\Gamma u}{s^2} = Ae^{-\sqrt{\frac{s}{a}}h} + Be^{+\sqrt{\frac{s}{a}}h}. \qquad \text{(VII. 25)}$$

Из последнего условия (VII. 24) следует, что $B = 0$. Из второго условия $T_{\text{и}}(0, t) = \frac{T_0}{s}$ находим

$$A = \frac{\Gamma u}{s^2}. \qquad \text{(VII. 26)}$$

Таким образом, решение задачи для изображения имеет вид

$$T_{\text{и}} = \frac{T_0 + \Gamma h}{s} + \frac{\Gamma u}{s^2}\left[1 - e^{-\sqrt{\frac{s}{a}}h}\right]. \qquad \text{(VII. 27)}$$

Оригинал этого изображения приводится в работе А. В. Лыкова [37]

$$T = T_0 + \Gamma h + \Gamma ut\left[1 - 4I^2\operatorname{erfc}\frac{h}{2\sqrt{at}}\right], \qquad \text{(VII. 28)}$$

где

$$I^2\operatorname{erfc} x = \int_x^\infty \left[\int_z^\infty \operatorname{erfc}\xi\, d\xi\right] dz. \qquad \text{(VII. 29)}$$

Из таблицы этой функции [37] видно, что $I^2\operatorname{erfc} 0 = 0{,}25$, т. е. отвечает первому условию (VII. 24). По мере роста аргумента x функция быстро падает. При $x = 2$, $I^2\operatorname{erfc} x \approx 0{,}0002$ кривая $4I^2\operatorname{erfc}\frac{h}{2\sqrt{at}}$ соединяет точку T_0 на поверхности земли со сдвинутой геотермой Γ, асимптотически приближаясь к ней. Однако уже на глубинах $h \geqslant 4\sqrt{at}$ теплопроводное охлаждение с поверхности не имеет практического значения. Для $a = 10^{-3} \cdot 2$ $м^2/ч$ глубина (в $м$), до которой достигается охлаждение с поверхности $h \approx 2\sqrt{at}$, равна примерно $8\sqrt{t}$ (где t в годах). Как видно, первые температурные сигналы на глубине ≈ 1000 $м$ можно будет обнаружить примерно через 15 тысяч лет после возникновения постоянно действующего источника тепла на поверхности земли.

Проблема промерзания почвы рассматривалась многими исследователями в связи с задачами строительства. На протяжении последних 130 лет опубликовано около 40 работ.

Первое решение задачи промерзания воды дано Ламе и Клапейроном в 1831 г., которые рассматривали самый простой случай начальных и граничных условий, а именно: начальная температура воды равна температуре замерзания $T(h, 0) = T_{z_0}$, температура на поверхности почвы постоянная $T(0, t) = T_c$. Для этих условий уравнение теплопроводности

$$a_z = \frac{\partial^2 T_z}{\partial h^2} = \frac{\partial T_z}{\partial t} \qquad \text{(VII. 30)}$$

имеет автомодельное решение

$$T_z(h, t) = T_c + \frac{T_{z_0} - T_c}{\operatorname{erf}\left(\frac{c_0}{2\sqrt{a_z}}\right)} \operatorname{erf} \frac{h}{2\sqrt{a_z t}}, \qquad \text{(VII. 31)}$$

где T_c — наружная температура; T_{z_0} — температура замерзания; c_0 — постоянная; a_z — температуропроводность льда.

Из (VII. 31) следует, что глубина промерзания будет определяться формулой

$$h_z = c_0 \sqrt{t}, \qquad \text{(VII. 32)}$$

где постоянную c_0 следует определить из баланса тепла в точке замерзания, который в общем виде запишется так

$$q_z - q = mQ_в u_z(t), \qquad \text{(VII. 33)}$$

где q_z — интенсивность отвода тепла из уровня замерзания в *ккал/м² · ч*; q — интенсивность подвода тепла снизу к точке замерзания в *ккал/м² · ч*; m — пористость; $Q_в$ — скрытая теплота замерзшей воды, равная 80 000 *ккал/м³*; $u_z(t)$ — скорость промерзания, в *м/ч*.

В соответствии с принятыми начальными условиями $q = 0$ баланс (VII. 33) упрощается

$$q_z = \lambda_z \frac{\partial T_z}{\partial h} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \lambda_z \frac{T_{z_0} - T_c}{\operatorname{erf} \frac{c_0}{2\sqrt{a_z}}} \frac{e^{-\frac{c_0^2}{4a_z}}}{2\sqrt{a_z t}} = mQ_в \frac{\partial h_z}{\partial t}. \qquad \text{(VII. 34)}$$

Интегрируя (VII. 34) методом разделения переменных, находим глубину промерзания

$$h_z = \frac{\lambda_z (T_{z_0} - T_c)}{\sqrt{\pi a_z}\, mQ_в \operatorname{erf} \frac{c_0}{2\sqrt{a_z}}} e^{-\frac{c_0}{4a_z}} \sqrt{t}. \qquad \text{(VII. 35)}$$

Сопоставив (VII. 32) и (VII. 35), получаем уравнение для определения постоянной c_0 таким способом

$$y_0 = x_0 e^{-x_0^2} \operatorname{erfc} x_0 = \frac{\lambda_z (T_{z_0} - T_c)}{\sqrt{\pi a_z} m Q_в} \qquad \text{(VII. 36)}$$

$$c_0 = 2\sqrt{a_z} x_0. \qquad \text{(VII. 37)}$$

При вычислении значения x_0 удобно пользоваться графиком функции $y_0 = f(x_0)$.

Задача промерзания грунта при более сложных краевых условиях $T(0, t) = T_c$; $T(h, 0) = T_0$; $T_c < T_{z_0} < T_0$ была решена венским математиком Стефаном. Для мерзлой части грунта Стефан получил решение (VII. 31), а для теплой

$$T(h, t) = T_0 - \frac{T_0 - T_{z_0}}{\operatorname{erfc} \frac{c_0}{2\sqrt{a}}} \operatorname{erfc} \frac{h}{2\sqrt{a}}, \qquad \text{(VII. 38)}$$

где a — температуропроводность теплой части грунта.

Из условий (VII. 31) и (VII. 38) определяется глубина промерзания (VII. 32), но постоянная c_0 для условий Стефана меньше, чем для условий Ламе и Клапейрона, и находится из уравнения

$$\frac{\lambda_z (T_{z_0} - T_c)}{a_z \operatorname{erf} x_0 e^{x_0^2}} - \frac{\lambda (T_0 - T_{z_0})}{\sqrt{a a_z} \operatorname{erfc} \sqrt{\frac{a_z}{a}} x_0 e^{\frac{a_z}{a} x_0^2}} = m Q_в \sqrt{\pi} x_0. \qquad \text{(VII. 39)}$$

Значения x_0 трудно вычислить по формуле (VII. 39). В этой связи многие исследователи — Л. С. Лейбензон [34], И. А. Чарный [74], Рубинштейн и другие предложили ряд приближенных способов определения коэффициента c_0 для вычисления глубины промерзания по формуле (VII. 32).

Исследование больших глубин промерзания, например при изучении так называемой «вечной мерзлоты», требует учета геотермического градиента. Однако в этом случае нарушается закономерность (VII. 32), возникают большие аналитические затруднения, в связи с чем задача промерзания с учетом геотермического градиента пока не решена.

Для приближенных определений глубины промерзания можно ограничиться приближенным определением значения x_0 по формуле (VII. 39). Так как обычно $x_0 \ll 1$, то после разложения функций $\operatorname{erf} x_0$, $\operatorname{erfc} x_0$ и $e^{x_0^2}$ в ряд в точностью до x_0^2, т. е. отбрасывая члены ряда больше единицы, получим

$$x_0 \approx \sqrt{\frac{\lambda_z (T_{z_0} - T_c)}{2 a_z m Q_в} - \frac{\lambda (T_0 - T_{z_0})}{2\sqrt{\pi a a_z} m Q_в}}. \qquad \text{(VII. 40)}$$

При низком геотермическом градиенте температуры и малых глубинах промерзания допустимо в практических расчетах пользоваться средними значениями параметра x_0, который получается после подстановки в формулу (VII. 40) средней разности температур между начальной температурой талого грунта и точкой замерзания $T_0 - T_{z_0} + \frac{\Gamma h}{2}$.

Тогда приближенная глубина промерзания вычисляется так

$$h \approx 2\sqrt{a_z}\, x_{0_{\text{ср}}} \sqrt{t}. \qquad \text{(VII. 41)}$$

§ 2. ТЕПЛОВЫЕ ПОТЕРИ ЧЕРЕЗ НАРУЖНУЮ ПОВЕРХНОСТЬ ПОРИСТОГО СТЕРЖНЯ

В реальных условиях необходимо считаться также с тем, что тепловые потери через все наружные стенки пористого тела неизбежны, так как нет идеальных теплоизоляторов. Это нарушает предполагаемую нами параллельность теплопроводного потока. Реальный теплопроводный поток, вообще говоря, всегда отличается пространственной геометрией.

В изучаемом нами пористом стержне тепловые потери будут происходить через боковые стенки. Дроссельный эффект в однородном пористом стержне приводит к равномерному изменению температуры вначале почти по всей длине стержня, а затем в отрезке, где температура еще не достигла предельного значения. Если вначале стержень находился в состоянии теплового равновесия с окружающей средой, то дроссельный эффект нарушает это равновесие. Рассмотрим элемент объема пористого стержня длиной dx вблизи выхода (на расстоянии l от начала координат). В этом элементарном объеме равномерные изменения температуры продолжаются почти до ее полной стабилизации по всей длине стержня. Поскольку мы убедились в том, что вдоль оси стержня $\frac{\partial T}{\partial x} \approx 0$, то теплообмен между исследуемым нами элементом стержня и окружающей средой совершается в плоскости $[y, z]$.

Оценка влияния тепловых потерь на дроссельный эффект в стержне представляет практический интерес для лабораторных экспериментов, которые ведутся обычно на кернах или в трубах, заполненных песком. Замеряемая температура жидкости на выходе из пористой среды соответствует, очевидно, средней температуре по разрезу.

На основании изложенных соображений задачу формулируем следующим образом. Дан неограниченный однородный пористый цилиндрический стержень радиусом R, насыщенный несжимаемой жидкостью, в состоянии теплового равновесия с окружающей атмосферой при температуре T_0. В начальный момент времени $t = 0$ жидкость приводится в движение с постоянной скоростью. Теплообмен с окружающей средой происходит по закону конвекции. Найти среднюю температуру по разрезу стержня.

Поскольку по условиям задачи $\frac{\partial T}{\partial x} = 0$, то имеем дело с радиальным теплопроводным потоком с внутренним источником тепла, что выражается следующим уравнением

$$a\left[\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial T}{\partial r}\right] + W = \frac{\partial T}{\partial t}, \qquad \text{(VII. 42)}$$

где W — постоянная величина, играющая роль источника тепла постоянной удельной мощности $N_1 = Wc_{\text{п}}$. Для определения постоянной W можно воспользоваться формулой

$$W = \bar{\varepsilon}_i u \frac{\partial p}{\partial x} = \bar{\varepsilon}_i \frac{c_{\text{ж}}}{c_{\text{п}}} \frac{\mu}{k} v^2. \qquad \text{(VII. 43)}$$

Краевые условия

$$T(r, 0) = T_0; \quad \frac{\partial T(0, t)}{\partial r} = 0$$

$$\left.\frac{\partial T(r, t)}{\partial r}\right|_{r \to R} = \frac{\alpha}{\lambda}[T_0 - T(R, t)], \qquad \text{(VII. 44)}$$

где α — коэффициент теплопередачи в *ккал/см² · сек · °С* принимается постоянным.

Готовое решение этой задачи в более общей постановке для разных начальных температур стержня T_0 и окружающей среды T_c опубликовано в книге А. В. Лыкова [37]. Для случая $T_c = T_0$ данное решение принимает следующий вид

$$T_{\text{ср}}(t) - T_0 = \frac{1}{8}\frac{W}{a}R^2\left[\left(1 + \frac{4}{\text{Bi}}\right) - 8\sum_{n=1}^{\infty}\frac{B_n e^{-\mu_n^2 \text{Fo}}}{\mu_n^2}\right], \qquad \text{(VII. 45)}$$

где $\text{Bi} = \frac{\alpha}{\lambda}R$ — критерий Био; $\text{Fo} = \frac{at}{R^2}$ — критерий Фурье.

Постоянные B_n и корни μ_n характеристического уравнения определяются из соответствующих соотношений для неограниченного цилиндра. В упомянутой работе А. В. Лыкова значения B_n и μ_n сведены в таблицы. Судя по значению коэффициентов, ряд (VII. 45) очень быстро сходится. Для не слишком малых значений параметра Фурье можно ограничиться первым членом ряда.

Удовлетворяясь точностью определений до 1%, можно ограничиться первым членом ряда при любых значениях параметра Фурье, если параметр $\text{Bi} < 1$. Для лабораторных моделей последнее условие обычно соблюдается, поэтому решение (VII. 45) принимаем в таком виде

$$T_{\text{ср}}(t) - T_0 \approx \frac{1}{8}\frac{W}{a}R^2\left(1 + \frac{4}{\text{Bi}}\right)\left(1 - e^{-\mu_1^2 \frac{at}{R^2}}\right). \qquad \text{(VII. 46)}$$

В начале процесса для очень малых значений показателя степени $\mu_1 \frac{at}{R^2} < 0{,}1$ решение можно записать так

$$\Delta T_{\text{ср}}(t) = \frac{1}{8} W \left(1 + \frac{4}{\text{Bi}}\right) \mu_1^2 t. \qquad \text{(VII. 47)}$$

Без учета теплопотерь температура стержня нарастает по закону

$$\Delta T(t) = \bar{\varepsilon}_I u \frac{\partial p}{\partial x} t = Wt. \qquad \text{(VII. 48)}$$

Таким образом, замедление темпов нагревания стержня дроссельным эффектом в начальный отрезок времени определяется соотношением

$$\Pi = \frac{\Delta T_{\text{ср}}(t)}{\Delta T(t)} \approx \frac{1}{8} \left(1 + \frac{4}{\text{Bi}}\right) \mu_1^2. \qquad \text{(VII. 49)}$$

Значение Π для принятых нами условий $B \leqslant 1$ оказывается близким к единице. Максимальное отклонение $\Pi = 0{,}987$ получается при $\text{Bi} = 1$. Как следовало ожидать, теплообмен с окружающей средой в начальный момент времени не оказывает ощутимого влияния на дроссельный эффект. Касательная к фактической температурной кривой T_Φ дроссельного эффекта в точке $t = 0$ тождественна теоретической кривой без учета тепловых потерь. С течением времени фактическая кривая отклоняется от теоретической и постепенно стабилизируется.

В моделях ограниченной длины стабилизация дроссельного эффекта достигается быстро, в течение $t_l = \frac{L}{u}$. Тогда показатель степени в формуле (VII. 46) не может превышать значения $\mu_1 \times \frac{al}{u \cdot R^2}$.

Например, для модели $L = 125$ *см*; $R = 10$ *см*; $a = 0{,}005$ *см*^{2}/*сек*; $u = 0{,}1$ *см*/*сек*; $\alpha = 0{,}278 \cdot 10^{-6}$ *ккал*/*см*$^2 \cdot$ *сек* $\cdot$°C; $\lambda = 2{,}78 \times 10^{-6}$ *ккал*/*см* $\cdot$ *сек* $\cdot$°C; $\text{Bi} = \frac{\alpha}{\lambda} R = 1$ и $\mu_1 = 1{,}256$ получаем $\mu_1^2 \text{Fo} \approx 0{,}1$, т. е. в течение всего времени стабилизации дроссельного эффекта в данном случае приемлема самая простая формула (VII. 47). Иначе говоря, в лабораторных опытах вполне возможно создать условия для наблюдения за практически чистым дроссельным эффектом в пористой среде без ощутимых искажений температурной кривой помехами теплопроводности.

Некоторый интерес в лабораторной практике может представлять вопрос о предельном нагревании пористого стержня дроссельным эффектом. Из решения (VII. 45) следует, что для $t \to \infty$

$$\Delta T_{\max} = \frac{1}{8} \frac{W}{a} \left(1 + \frac{4}{\text{Bi}}\right) R^2. \qquad \text{(VII. 50)}$$

Для принятых выше параметров при $\bar{\varepsilon}_I = 0{,}02$ °C/*am*; $\frac{c_\text{ж}}{c_\text{п}} = 1$; $k = 0{,}1$ *д* и $\mu = 1$ *спз* найдем $W = 0{,}002$ и $\Delta T_{\max} = 25°$ C.

Если увеличить радиус R в два раза при прочих равных условиях, то окажется, что $\Delta T_{max} \approx 100°$ С. Практическое нагревание пористого тела до предельных значений возможно путем циркулирования в нем жидкости (рис. 19); если включить в замкнутую цепь

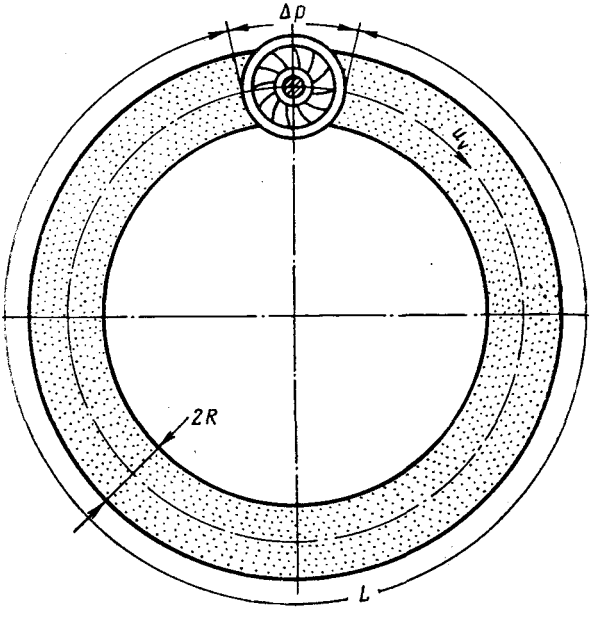

Рис. 19. Схема нагревания пористого тела трением циркулирующей жидкости.

пористого провода источник гидродинамического напора, например центробежный насос. Заметим, что существует анология между тепловыми процессами в гидродинамических и электрических системах.

§ 3. РАДИАЛЬНОЕ РАСТЕКАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПРОФИЛЯ В ПЛАСТЕ

Влияние теплопроводности формально сказывается на всей дроссельной температурной кривой радиального потока, но в меньшей мере, чем в рассмотренном нами случае плоскопараллельного пласта. Максимальные теплопроводные помехи будут, очевидно, в точке пересечения кривых установившихся и неустановившихся пластовых температур. Но угол пересечения этих кривых небольшой и, как вытекает из решения аналогичной задачи для плоскопараллельного потока, влияние радиальной теплопроводности не может внести сколько-нибудь существенных изменений в эпюру температур дроссельного эффекта.

Более существенные радиальные теплопроводные потоки возникают в точках резких скачкообразных температурных переходов, например на фронте горячей зоны при конвективном нагревании пласта. Если температура нагнетаемой жидкости достаточно высока по отношению к температуре пласта, то дроссельный эффект будет играть подчиненную роль и может рассматриваться как некоторый корректив конвективного переноса тепла. После решения задачи без учета дроссельного эффекта поправку на дроссельный эффект можно внести путем наложения кривой дроссельных температурных эффектов на найденный температурный профиль пласта.

Из уравнения (IV. 1) получается следующее уравнение для радиального теплопроводно-конвективного потока без учета дроссельного эффекта [85]

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r}(1-2k)\frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{a}\frac{\partial T}{\partial t}, \qquad \text{(VII. 51)}$$

где

$$k = \frac{c_{\text{ж}} Q_{\text{ж}}}{4\pi h \lambda} = \frac{u_V}{4\pi h a}. \qquad \text{(VII. 52)}$$

Параметр k играет роль критерия подобия радиальных конвективно-теплопроводных потоков. Между критерием k и критерием Пекле имеется взаимосвязь

$$2k = \frac{c_{\text{ж}}}{c_{\text{п}}}\frac{r}{h}\,\text{Pe}. \qquad \text{(VII. 53)}$$

Решение уравнения (VII. 54) для случая нагнетания жидкости с постоянным расходом $Q_{\text{ж}}$ и температурой $T_{\text{ж}}$ в скважину с нулевым радиусом неограниченного однородного пласта при значениях параметра k, равных порядковым числам, выражается элементарными функциями [85], а именно

$$T(x) = T_{\text{п}} + (T_{\text{ж}} - T_{\text{п}})\,e^{-x^2}\sum_{n=0}^{\infty}\left(\frac{x^{2n}}{n!}\right), \qquad \text{(VII. 54)}$$

где безразмерный аргумент функции

$$x = \frac{r}{2\sqrt{at}} \qquad \text{(VII. 55)}$$

связан с критерием Фурье (Fo) соотношением

$$x = \frac{1}{2\sqrt{\text{Fo}}}. \qquad \text{(VII. 56)}$$

На температурной кривой (VII. 54) имеется одна характерная точка — точка перегиба, ордината которой отвечает условию

$$x_0 = \sqrt{k}. \qquad \text{(VII. 57)}$$

Точка перегиба 0 (рис. 20) перемещается в пласте с постоянной объемной скоростью конвективного переноса тепла, определяемой формулой (VII. 52).

Теплопроводный поток определяется формулой

$$q_\lambda = (T_ж - T_п)\, c_ж Q_ж \frac{x^{2К}}{k!} e^{-x^2}. \qquad (VII.58)$$

Теплопроводный поток достигает максимума в точке перегиба (VII. 57) и по мере роста расстояния $(x - x_0)$ или $(x_0 - x)$ быстро затухает.

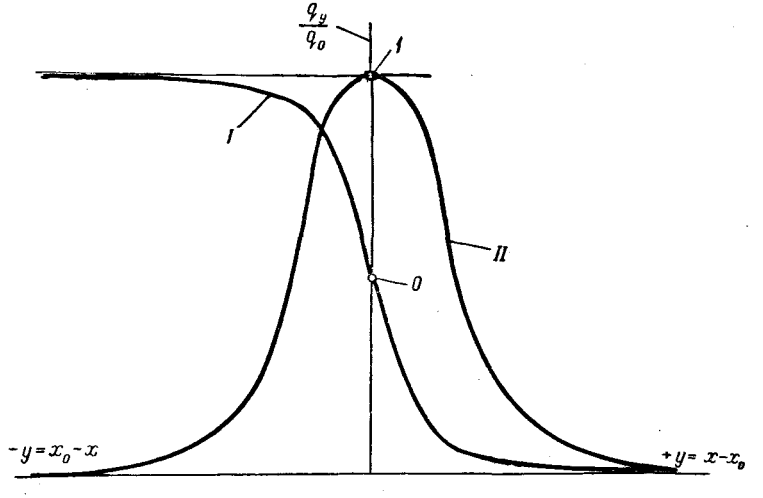

Рис. 20. Температурный профиль и теплопроводные потоки в радиальном пласте неограниченной мощности при нагнетании в скважину горячей жидкости с постоянным расходом

I—удельная температура; *II*—удельный расход тепла.

Уникальная особенность этого радиального теплопроводного потока состоит в том, что расход тепла в точке перегиба постоянен — не зависит от времени.

Подставляя (VII. 57) в (VII. 58), получим значение постоянного расхода тепла

$$q_0 = (T_ж - T_п)\, c_ж Q_ж \frac{k^К}{k!} e^{-К}. \qquad (VII.59)$$

Для больших значений параметра k (при промышленных расходах нагнетаемой жидкости) можно воспользоваться формулой Стирлинга

$$\frac{n^n}{n!} e^{-n} \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi n}} \qquad (VII.60)$$

и представить (VII. 59) приближенным выражением

$$q_0 \approx (T_ж - T_п)\frac{c_ж Q_ж}{\sqrt{2\pi k}} = \sqrt{8\pi}\, h\lambda\sqrt{k}\,(T_ж - T_п). \quad \text{(VII. 61)}$$

Расход тепла (VII. 61) в точке перегиба соответствует следующему значению производной температуры

$$\frac{\partial T}{\partial r} = \frac{q_0}{2\pi hr\lambda} = \frac{1}{\pi r}\sqrt{\frac{c_ж Q_ж}{2h\lambda}}. \quad \text{(VII. 62)}$$

Максимальный наклон температурной кривой (VII. 62) находится в обратной пропорциональной зависимости от расстояния точки перегиба от оси скважины и в прямой пропорциональной от квадратного корня удельного расхода жидкости на 1 *м* мощности пласта. Относительно крутой температурный фронт может перенестись на удаленное расстояние от оси скважины. Например, при $\lambda = 1$ *ккал/м² · ч · °С*; $c_ж = 1000$ *ккал/м³ · °С*; $Q_ж = 10$ *м³/ч* и $(T_ж - T_п) = 65°$ С получим для радиуса $r = 10$ *м* градиент температуры $\frac{\partial T}{\partial r} = 102$ *°С/м*. Значит, за исключением небольшого участка на фронте горячей зоны температура нагретой зоны пласта почти равна температуре нагнетаемой жидкости.

Отношение теплопроводного и конвективного расходов тепла для рассматриваемого случая в соответствии с формулой (VII. 61) равно 0,045.

Постоянство теплопроводных утечек удобно при управлении процессом нагревания пласта особенно с использованием внутрипластового очага горения [81].

Для значений критерия $k > 25$ зависимости (VII. 54) и (VII. 58), построенные в безразмерной системе координат $\left[\frac{T(y) - T_п}{T_ж - T_п}, y\right]$ и $\left[\frac{q(y)}{q_0}, y\right]$, где $y = x - x_0$, ложатся с большим приближением на одну общую кривую (рис. 20).

Как следует из приведенного анализа, радиальный теплопроводный поток приурочен к ограниченной фронтовой зоне температурной кривой и быстро затухает с ростом расстояния $y = x - x_0$ от точки перегиба 0. Значение теплопроводного потока в точке перегиба постоянно и достигает нескольких процентов от теплоконвективного потока. Поэтому средняя температура всей нагретой части пласта до точки перегиба лишь немного понижается за счет радиального оттока.

Понижение средней температуры нагретой зоны пласта за счет растекания температурного профиля также постоянно и вычисляется по простой формуле, получающейся при делении расхода тепла (VII. 61) на теплоемкость горячей зоны

$$\Delta T_{ср} = (T_ж - T_п)\sqrt{\frac{2\lambda h}{c_ж Q_ж}}. \quad \text{(VII. 63)}$$

Это понижение температуры компенсируется частично или даже полностью за счет дроссельного эффекта.

Формулы радиального теплопроводного потока могут найти применение в промысловой практике для расчета непродолжительных процессов обработки призабойных зон скважин, когда потери тепла в кровлю и подошву пласта незначительны. Формула И. А. Чарного [75], выведенная с других исходных позиций, аналогична приведенной.

§ 4. ТЕПЛОПРОВОДНЫЕ ПОТЕРИ В КРОВЛЮ И ПОДОШВУ ПЛАСТА

При длительных процессах тепловой обработки пласта необходимо считаться с тепловыми потерями в кровлю и подошву. Точная постановка этой задачи требует решения системы дифференциальных уравнений, учитывающих закон сохранения энергии, гидродинамическое состояние пласта и теплопроводные уравнения для кровли и подошвы пласта.

Для стационарной радиальной фильтрации несжимаемой жидкости и для одинаковых тепловых параметров кровли и подошвы эта система сводится к двум следующим дифференциальным уравнениям:

для пласта

$$\frac{a_{\text{п}\,r}}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\frac{\partial T_{\text{п}}}{\partial r}\right]+a_{\text{п}\,z}\frac{\partial^2 T_{\text{п}}}{\partial z^2}-u_F\left[\frac{\partial T_{\text{п}}}{\partial F}+\varepsilon_I\frac{\partial p}{\partial F}\right]+\Pi\,\eta_s\frac{\partial p}{\partial t}=\frac{\partial T_{\text{п}}}{\partial t} \tag{VII.64а}$$

для кровли

$$\frac{a_{\text{к}\,r}}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\frac{\partial T_{\text{к}}}{\partial r}\right]+a_{\text{к}z}\frac{\partial^2 T_{\text{к}}}{\partial z^2}=\frac{\partial T_{\text{к}}}{\partial t}, \tag{VII.64б}$$

где $a_{\text{п}\,r}$, $a_{\text{к}\,r}$ — температуропроводность пласта и кровли в радиальном направлении; $a_{\text{п}\,z}a_{\text{к}\,z}$ — температуропроводность пласта и кровли в вертикальном направлении; u_F — площадная скорость конвективного переноса температуры в пласте; $F=\pi r^2$ — рассматриваемая площадь пласта.

В такой постановке задача еще не решена.

Решение упрощенной задачи без учета дроссельного эффекта и эффекта адиабатического расширения было дано Л. И. Рубинштейном [61]. Многие авторы, пренебрегая радиальной температуропроводностью, дали ряд простых и достаточно точных приближенных формул.

В первом решении Л. И. Рубинштейн вывел формулу, в которой учитывается конвективный перенос тепла, радиальная теплопроводность и тепловой поток в кровлю и подошву, который принимается пропорциональным разности между начальной и средней по мощности температурой пласта. Принятый Л. И. Рубинштейном закон теплообмена часто характерен в области контактной теплопередачи, но вряд ли верно отражает физический процесс теплообмена на контакте горных пород.

Обстоятельный анализ и экспериментальная проверка приближенных формул тепловых потерь в кровлю и подошву пласта были выполнены Г. Е. Малофеевым [43], который пришел к заключению, что «... сравнительно лучше с опытными совпадают результаты расчетов по формуле Ловерье. Расчет по этой формуле может давать несколько завышенные значения потерь тепла в кровлю и подошву пласта, которые однако не превышают 11% ...»

Напомним, что формула Ловерье была выведена для плоскопараллельного потока в предположении, что теплопроводностью пласта и окружающих горных пород в горизонтальном направлении можно пренебречь. Таким образом, задача состояла в решении двух дифференциальных теплопроводных уравнений для одномерного вертикального теплового потока с определенными условиями на контактах кровля — пласт — подошва. По схеме Э. А. Ловерье Г. Е. Малофеев дал формулу для плоскорадиального потока [42]. Пренебрежение горизонтальной теплопроводностью не привело к серьезным последствиям. После экспериментальной проверки первой формулы Л. И. Рубинштейна Г. Е. Малофеев пришел к заключению, что «... расчет по этой формуле может давать удовлетворительные результаты только при малых значениях критерия Фурье $\approx 0{,}6$, при больших значениях критерия Фурье эта формула показывает сильно завышенные результаты».

Простая формула тепловых потерь в кровлю и подошву пласта без учета горизонтальных тепловых потоков была опубликована коллективом авторов [82] в 1954 г. Экспериментальной проверкой этой формулы Г. Е. Малофеевым [43] показано, что она «... может давать удовлетворительные результаты при значениях критерия Фурье $\approx 2{,}5$, а при больших значениях критерия Фурье расчет по этой формуле дает завышенные значения потерь тепла, достигающие 20%».

Результат экспериментальной проверки нашей приближенной формулы подтверждает полную обоснованность физических представлений, положенных в основу ее вывода. Эта расчетная формула была выведена в предположении контактного закона теплообмена между кровлей и пластом для неограниченной мощности пласта и вполне естественно, что в реальных условиях ограниченной мощности ее точность ограничена параметром Фурье. Если по экспериментальным данным формула дает удовлетворительные результаты при значениях параметра Фурье до 2,5, то она может применяться на практике в течение длительных интервалов времени нагревания пласта, порядка $t \leqslant \frac{2{,}5\,h^2}{a}$. Это в промысловых масштабах означает, что для пласта $h = 10$ *м* и при $\lambda = 2$ *ккал/м · ч · °С* и $c_п = 600$ *ккал/м³ · °С* получим $t \leqslant \frac{2{,}5 \cdot 10^2}{2} \cdot 600 = 75\,000$ *ч* (свыше 8 лет).

В основу вывода приближенной формулы тепловых потерь пласта в кровлю и подошву при нагнетании горячей жидкости принимаем

конвективный закон распределения температур (VII. 54) в контактных слоях кровли или подошвы пласта. Если контактирующие достаточно тонкие пластинки из разных металлов и с разными начальными температурами надвигаются одна на другую (рис. 21) с постоянной площадной скоростью v_F, то можно принять, что в пределах контакта пластинок их температуры T равны. Теплообмен между пластинками совершается по закону конвекции, поэтому их температура в случае радиальной конвекции с учетом радиальных теплопроводных потоков будет определяться уравнением (VII. 54), причем скорость перемещения точки перегиба выразится так

$$u_F \approx \frac{\lambda_1 c_1}{\lambda_1 c_1 + \lambda_2 c_2} v_F, \qquad \text{(VII. 65)}$$

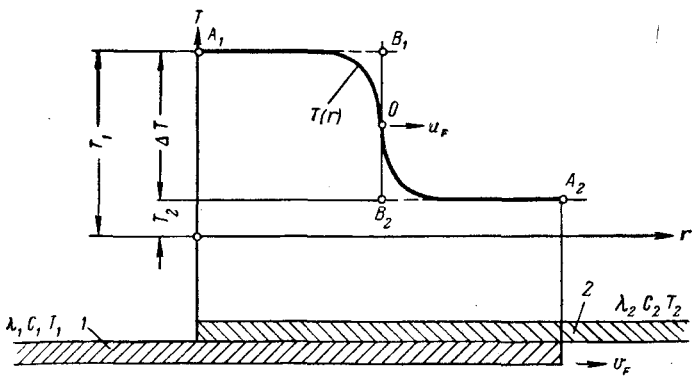

Рис. 21. Распределение температур в надвигающихся контактных слоях *1* и *2*.

а критерий подобия (VII. 52)

$$k \approx \frac{u}{4\pi a_{\text{ср}}}.$$

Местоположение точки O находим по формуле (VII. 57). Поскольку зона теплопроводных потоков имеет ограниченное распространение (см. рис. 21), полагаем, что допустимо заменить кривую A_1OA_2 прямыми отрезками A_1B_1, B_1O, OB_2 и B_2A_2. Тогда окажется, что от скважины до точки перегиба O температура на контакте кровля — пласт равна температуре горячей зоны пласта и в этой части тепловые потери будут определяться параметрами кровли и подошвы пласта, а дальше — от точки перегиба до фронта горячей зоны температура на контакте равна первоначальной пластовой и здесь теплопроводные потери определяются физическими параметрами горячей зоны пласта. Пренебрегая теплопроводностью в радиальном направлении, приводим задачу тепловых потерь через кровлю и подошву пласта к одномерной линейной задаче. На основании

изложенных соображений формулируем задачу для приближенных тепловых потерь пласта.

Пласт рассматривается как однородная пористая и проницаемая горизонтальная пластина, заключенная между полуограниченными в пространстве непроницаемыми кровлей и подошвой. В начале координат $r = 0$ помещается вертикальная скважина с нулевым радиусом. В скважину нагнетается несжимаемая жидкость с постоянным расходом $Q_{ж}$ и температурой $T_{ж}$, отличной от начальной температуры пород T_0. Теплопроводность в радиальном направлении и дроссельный эффект не учитываются.

Следует найти потери пласта в кровлю и подошву на основании изложенных выше представлений о физической природе теплообмена.

Примем в первом приближении, что температура на контакте пласт — кровля до точки перегиба температурной кривой $O_к$ на контакте равна температуре нагнетаемой жидкости $T_{ж}$, а температура дальше точки $O_к$ до фронта горячей зоны в пласте равна T_0. Тогда тепловые потери на площади $\pi r^2_{к\,0}$ будут определяться тепловым потоком в кровлю по закону полуограниченного стержня

$$q_к = \pi r^2_{к0} \sqrt{\frac{\lambda_к c_к}{\pi}} \frac{T_ж - T_0}{\sqrt{t}}, \qquad \text{(VII. 66)}$$

а тепловые потери на площади $\pi\left(r^2_{п\,0} - r^2_{к\,0}\right)$, где $r_{п\,0}$ — радиус фронта горячей зоны, будут зависеть от термических коэффициентов пласта. При большой мощности пласта и в ограниченном интервале времени воспользуемся формулой для полуограниченного стержня

$$q_п = \pi\left(r^2_{п\,0} - r^2_{к\,0}\right) \sqrt{\frac{\lambda_п c_п}{\pi}} \frac{T_ж - T_0}{\sqrt{t}}. \qquad \text{(VII. 67)}$$

В соответствии с соотношением (VII. 64)

$$r_{к\,0} = \sqrt{\frac{\lambda_п c_п}{\lambda_п c_п + \lambda_к c_к}}\, r_{п\,0}, \qquad \text{(VII. 68)}$$

суммируя (VII. 66) и (VII. 67) с учетом (VII. 68), получаем полный тепловой расход в кровлю

$$q(r_{п\,0}, t_{п\,0}) = \sqrt{\pi} A (T_ж - T_0) \frac{r^2_{п\,0}}{\sqrt{t_{п\,0}}}, \qquad \text{(VII. 69)}$$

где

$$A = \sqrt{\lambda_п c_п \lambda_к c_к} \frac{\sqrt{\lambda_п c_п} + \sqrt{\lambda_к c_к}}{\lambda_п c_п + \lambda_к c_к}. \qquad \text{(VII. 70)}$$

Поскольку время $t_{п0}$, соответствующее нагреванию пласта радиусом $r_{п\,0}$, определяется из соотношения $u_{F\,п} \times t_{п\,0} = \pi r^2_{п_0}$, то формулу (VII. 69) можно переписать так

$$q(t_{п\,0}) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} A (T_ж - T_0) u_{Fп} \sqrt{t_{п\,0}}. \qquad \text{(VII. 71)}$$

Интегрируя (VII. 71) по времени от нуля до $t_{п0} = t_п$, находим полные потери тепла в кровлю

$$Q_к = \frac{2}{3} \pi A \frac{T_ж - T_0}{\sqrt{u_{Fп}}} r^3_{п\,0}. \qquad \text{(VII. 72)}$$

При равных термических свойствах пласта и его кровли и подошвы с учетом потерь в кровлю и подошву получаем

$$Q_{к+п} = \frac{4}{3} \pi \sqrt{\frac{\lambda c}{u}} (T_ж - T_0)\, r^2_{п\,0}. \qquad \text{(VII. 73)}$$

Эта формула проверялась экспериментально в плоскопараллельном варианте Г. Е. Малофеевым [43] и, как указывалось выше, дала удовлетворительные результаты до значения критерия Фурье $\approx$ $\approx 2{,}5$. Тем более она пригодна для радиального фильтрационного потока, так как в радиальном пласте скачок температуры, принятый нами в основу вывода, сохраняется значительно лучше.

Если нужно расширить пределы приемлемости этой формулы, следует учесть ограниченную мощность пласта в исходной формуле (VII. 67), например

$$q_п = \pi \left(r^2_{п\,0} - r^2_{к\,0}\right) \sqrt{\frac{\lambda_п c_п}{\pi}} \frac{T_ж - T_0}{\sqrt{t}} \left[1 + 2 \sum (-1)^n \exp\left(-\frac{n^2 h^2}{4 a_п t}\right)\right], \qquad \text{(VII. 74)}$$

где h — мощность пласта.

Обоснование формулы (VII. 74) для ограниченного стержня дано в работе [91].

Формулу (VII. 73) можно подкрепить точным решением следующей системы дифференциальных уравнений
для пласта

$$a_п \frac{\partial^2 T_п}{\partial z^2} = \frac{\partial T_п}{\partial t} + u_F \frac{\partial T_п}{\partial F} \qquad \text{(VII. 75а)}$$

для кровли

$$a_к \frac{\partial^2 T_к}{\partial z^2} = \frac{\partial T_к}{\partial t}. \qquad \text{(VII. 75б)}$$

Эта система получается из полной системы уравнений (VII. 64) несжимаемой жидкости после пропуска членов, отражающих радиальную теплопроводность и дроссельный эффект. Учет радиальной теплопроводности не имеет существенного значения при определении тепловых потерь в кровлю и подошву.

С помощью преобразований Лапласа по независимым переменным t и F система (VII. 75) переводится в систему обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка
для пласта

$$a_п T''_{пи} = s \left[T_{пи} - \frac{T_0}{sS}\right] + u_F S \left[T_{пи} - \frac{T_ж}{sS}\right] \qquad \text{(VII. 76а)}$$

для кровли

$$a_к T''_{ки} = s\left[T_{ки} - \frac{T_0}{sS}\right], \qquad \text{(VII. 76б)}$$

где T_0 — начальная температура пород при $t = 0$; $T_ж$ — температура нагнетаемой жидкости на забое скважины в точке $r = 0$; s и S — операторы дифференцирования по независимым переменным соответственно t и F.

Общее решение этой системы
для пласта

$$T_{пи} - \frac{sT_0 + Su_F T_ж}{sS(s+u_F S)} = A_п e^{-\sqrt{\frac{s+u_F S}{a_п}} z_п} + B_п e^{+\sqrt{\frac{s+u_F S}{a_п}} z_п} \qquad \text{(VII. 77а)}$$

для кровли

$$T_{ки} - \frac{T_0}{sS} = A_к e^{-\sqrt{\frac{s}{a_к}} z_к} + B_к e^{+\sqrt{\frac{s}{a_к}} z_к}. \qquad \text{(VII. 77б)}$$

Поместим начало координат $[r, z]$ на уровне кровли пласта $z = 0$. В этой постановке рассмотрим тепловые потери в кровлю для случая неограниченной мощности пласта, чтобы сопоставить точную формулу с ранее полученным приближенным результатом.

При неограниченной мощности пласта $A_п = 0$ и $B_к = 0$, так как при $z_к \to \infty$ выражение $\left[T_{ки} - \frac{T_0}{sS}\right] \to 0$ и соответственно при $z_п \to \infty$ левая сторона уравнения (VII. 77а) равна нулю. Таким образом, система уравнений (VII. 74) упрощается
для пласта

$$T_{пи} - \frac{sT_0 + Su_F T_ж}{sS[s+Su_F]} = B_п e^{+\sqrt{\frac{s+u_F S}{a_п}} z_п} \qquad \text{(VII. 78а)}$$

для кровли

$$T_{ки} - \frac{T}{sS} = A_к e^{-\sqrt{\frac{s}{a_к}} z_к}. \qquad \text{(VII. 78б)}$$

На стыке пласта и кровли при $z_п = z_к = 0$ соблюдается условие равенства температур $T_п = T_к$ и расходов тепла $\lambda_п T'_п = \lambda_к T'_к$. Из этих условий вытекает

$$A_к - B_п = \frac{u_F S(T_ж - T_0)}{sS(s+u_F S)} \qquad \text{(VII. 79)}$$

$$\lambda_п \sqrt{\frac{s+u_F S}{a_п}} B_п = -\lambda_к \sqrt{\frac{s}{a_к}} A_к. \qquad \text{(VII. 80)}$$

Из (VII. 79) и (VII. 80) находим постоянную

$$B_п = \frac{u_F S(T_ж - T_0)}{sS(s+u_F S)\left[1 + \frac{\lambda_п}{\lambda_к}\sqrt{\frac{a_к}{a_п}}\sqrt{1+\frac{u_F S}{s}}\right]} \qquad \text{(VII. 81)}$$

и получаем решение задачи для изображения

$$T_{\text{пи}} = \frac{sT_0 + u_F S T_{\text{ж}}}{sS\,[s+u_F S]} - \frac{u_F S\,(T_{\text{ж}} - T_0)\,\mathrm{e}^{+\sqrt{\frac{s+u_F S}{a_{\text{п}}}}\,z_{\text{п}}}}{sS\,(s+u_F S)\left[1+\frac{\lambda_{\text{п}}}{\lambda_{\text{к}}}\sqrt{\frac{a_{\text{к}}}{a_{\text{п}}}}\sqrt{1+\frac{u_F S}{s}}\right]}. \quad \text{(VII. 82)}$$

Теперь можем найти изображение функции удельного расхода тепла в кровлю пласта

$$q_{\text{к}} = -\lambda_{\text{п}} T'(s, S, z) = \frac{\lambda_{\text{п}}}{\sqrt{a_{\text{п}}}} \frac{\sqrt{s+u_F S}\; u_F S\,(T_{\text{ж}} - T_0)}{sS\,(s+u_F S)\left[1-\frac{\lambda_{\text{п}}}{\lambda_{\text{к}}}\sqrt{\frac{a_{\text{к}}}{a_{\text{п}}}}\sqrt{1+\frac{u_F S}{s}}\right]}. \quad \text{(VII. 83)}$$

По отношению к оператору S изображение (VII. 83) представим так

$$q_{\text{к}}(sS) = \sqrt{\lambda_{\text{к}} c_{\text{к}}}\,\frac{T_{\text{ж}} - T_0}{\sqrt{s}} \frac{1}{\sqrt{S+\frac{s}{u_F}}\left[\sqrt{S+\frac{s}{u_F}} + \sqrt{\frac{\lambda_{\text{к}} c_{\text{к}}}{\lambda_{\text{п}} c_{\text{п}}}\frac{s}{u_F}}\right]}. \quad \text{(VII. 84)}$$

Оригинал этого изображения

$$\frac{1}{\sqrt{S}\,[\sqrt{S}+k]} \div \mathrm{e}^{k^2\xi}\,\mathrm{erfc}\,k\sqrt{\xi} \quad \text{(VII. 85)}$$

можно найти в книге А. В. Лыкова [37]. Применив эту формулу к изображению (VII. 84) с учетом замены аргумента S на $S+\frac{s}{u_F}$, получим

$$q(F, s) = \sqrt{\lambda_{\text{к}} c_{\text{к}}}\,\frac{T_{\text{ж}} - T_0}{\sqrt{s}}\,\mathrm{e}^{-\frac{s}{u_F}F}\,\mathrm{e}^{\frac{\lambda_{\text{к}} c_{\text{к}} s}{\lambda_{\text{п}} c_{\text{п}} u_F}F}\,\mathrm{erfc}\sqrt{\frac{\lambda_{\text{к}} c_{\text{к}} s}{\lambda_{\text{п}} c_{\text{п}} u_F}F}. \quad \text{(VII. 86)}$$

Формула для оригинала изображения (VII. 86) дается в той же книге.

Учитывая теорему запаздывания, находим решение задачи в оригинале

$$q_{\text{к}}(F, t) = \sqrt{\frac{\lambda_{\text{к}} c_{\text{к}}}{\pi}}\,\frac{T_{\text{ж}} - T_0}{\sqrt{t-\frac{F}{u_F}+\frac{\lambda_{\text{к}} c_{\text{к}}}{\lambda_{\text{п}} c_{\text{п}}}\frac{F}{u_F}}}. \quad \text{(VII. 87)}$$

Как следовало ожидать, в начале координат $r = 0$, т. е. для $F = \pi r^2 = 0$ удельные тепловые потери (VII. 87) определяются только термическими свойствами кровли пласта. Показательно, что при одинаковых значениях термических коэффициентов для кровли и пласта тепловой расход в заданный момент времени

постоянен по всей площади контакта нагретой зоны пласта и его кровли

$$q_к(t) = \sqrt{\frac{\lambda c}{\pi}} \frac{T_ж - T_0}{\sqrt{t}}. \qquad \text{(VII. 88)}$$

Таким образом, предположение (VII. 68), положенное в основу приближенного определения тепловых потерь пласта по физическим соображениям, полностью совпадает с точной формулой (VII. 88). В случае, когда $\lambda_к c_к \neq \lambda_п c_п$, тепловые потери несколько снижаются с ростом аргумента F.

Переведем решение (VII. 87) в координаты r, t

$$q_к(r, t) = \sqrt{\lambda_к c_к} \sqrt{\frac{u_F}{\pi}} \frac{T_ж - T_0}{\sqrt{u_F t - \pi r^2 \left(1 - \frac{\lambda_к c_к}{\lambda_п c_п}\right)}}. \qquad \text{(VII. 89)}$$

Из изображения (VII. 86) следует по теореме запаздывания, что тепловые потери на заданном расстоянии r от скважины наблюдаются только после истечения интервала времени

$$t_{п0} \geqslant \frac{F}{u_F} = \frac{\pi r_{п0}^2}{u_F}. \qquad \text{(VII. 90)}$$

Для заданного значения радиуса нагретой зоны пласта можем проинтегрировать выражение (VII. 89) по площади контакта пласта кровля в пределах от нуля до $r = r_{п0}$ при постоянном отборе и получим полный секундный расход тепла в кровлю пласта в момент времени $t_п$, определяемый условием (VII. 90)

$$q_п = B \sqrt{u_F} (T_ж - T_0) r_{п0}, \qquad \text{(VII. 91)}$$

где

$$B = 2 \sqrt{\lambda_к c_к \lambda_п c_п} \frac{\sqrt{\lambda_п c_п} - \sqrt{\lambda_к c_к}}{\lambda_п c_п - \lambda_к c_к}. \qquad \text{(VII. 92)}$$

Полные тепловые потери пласта в кровлю определяются интегралом выражения (VII. 91) за все время нагнетания горячей жидкости в скважину $t_п$

$$Q_к = \frac{2\pi}{3} B \frac{T_ж - T_0}{\sqrt{u_F}} r_{п0}^3. \qquad \text{(VII. 93)}$$

Отметим, что для случая $\lambda_к c_к = \lambda_п c_п$ имеется полное совпадение приближенного решения (VII. 73) с точным (VII. 93). При соотношении $\lambda_п c_п : \lambda_к c_к = 2$ (как в лабораторной модели Г. Е. Малофеева) расхождение между точной и приближенной формулами не превышает 3% (занижается приближенный результат).

Разделив (VII. 93) на объем нагретой зоны пласта $\pi h r_п^2$ и учитывая (VII. 89), определим средние тепловые потери на единицу

единицу объема пласта как функции времени от начала возникновения дроссельного движения

$$Q_1 = \frac{2Q_к}{\pi h r_п^2} = \frac{4B}{3h}\sqrt{\frac{t}{\pi}}\,(T_ж - T_0). \qquad \text{(VII. 94)}$$

Из соответствия $Q_1 = c_п \Delta T_п$ вычисляют относительное изменение пластовой температуры в результате найденных по (VII. 94) потерь тепла

$$\frac{\Delta T_п}{T_ж - T_0} = \frac{4}{3}\frac{B}{hc_п}\sqrt{\frac{t}{\pi}}\,. \qquad \text{(VII. 95)}$$

Проверим на конкретном примере порядок изменений пластовой температуры от тепловых потерь (VII. 95). Пусть $h = 10$ *м*; $\lambda_п = 2$ *ккал/м · ч · °С*; $\lambda_к = 1$ *ккал/м · ч · °С*; $c_п = c_к = 700$ *ккал/м*^{3} *· °С*. Тогда $B = 30{,}6$

$$\frac{\Delta T_п}{T_ж - T_э} = \frac{\sqrt{t}}{300}\,. \qquad \text{(VII. 96)}$$

Таким образом, если конвективный процесс нагревания пласта продолжается 100 *ч*, то средняя температура нагретой зоны понижается за счет потерь в кровлю и подошву в принятых конкретных условиях приблизительно на 3% по отношению к разности $(T_ж - T_0)$.

ТЕМПЕРАТУРА В СТВОЛЕ ДЕЙСТВУЮЩЕЙ СКВАЖИНЫ

§ 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Информация о тепловых явлениях, происходящих в пласте, может быть получена путем глубинных измерений температур и давлений в потоке жидкости или газа в стволе скважины. Изменения температуры в стволе скважины являются итогом тепловых процессов, происходящих как в пласте, так и в самом стволе скважины. Температура на забое скважины управляется тепловыми явлениями в пласте. Но по мере удаления от забоя постепенно теряется влияние забойной температуры, и на устье скважины температура потока обычно не имеет ощутимой связи с забойной температурой. Последняя закономерность сохраняет силу и для нисходящих потоков в стволе нагнетательной скважины, где температура нагнетаемого агента на забое при ограниченных расходах практически не зависит от температуры на поверхности.

В вертикальном потоке совершается ряд энергетических превращений: нарастание или понижение потенциальной энергии, изменения кинетической и внутренней энергий, происходит теплообмен с окружающими горными породами, а в пределах продуктивных интервалов происходит смешивание пластовых жидкостей и газов, поступающих в ствол скважины из разных горизонтов с разными исходными температурами. Последнее приводит к калориметрическим температурным эффектам, представляющим интерес в области термометрии действующих скважин.

Задача определения температуры потока в стволе скважины в общем случае связана с определением ряда других, заранее не известных параметров, а именно: давления, плотности, скорости потока, а также учета теплопроводных потерь через стенки ствола скважины, учета изменений начальной температуры потока в зависимости от дроссельного эффекта в пласте и т. д. В такой общей постановке задача вертикального потока в стволе скважины еще не ставилась, однако методы расчета одномерных потоков в трубах разрабатывались многими авторами: К. И. Страховичем, С. А. Христиановичем, Г. И. Абрамовичем, Л. А. Вулисом, И. А. Чарным, А. Ю. Намиотом, Ю. П. Коротаевым и др.

Нам представляется, что для целей общего исследования восходящего потока в стволе скважины весьма удобным может оказаться

метод исследования одномерного неизотермического движения сжимаемой жидкости и газа в трубах, предложенный И. А. Чарным [77]. Используя уравнение сохранения энергии, уравнение Бернулли и термодинамические соотношения для энтальпии, И. А. Чарный получил систему двух обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка для давления и температуры. В некоторых частных случаях эта система может быть сведена к одному дифференциальному уравнению также первого порядка. К последнему случаю можно привести и задачу восходящего потока в стволе скважины после указанных ниже несущественных упрощений.

Теплопроводные потоки в однородных горизонтально залегающих горных породах в приствольной зоне скважины будут очень близки к радиальным. Расход теплопроводного потока в элементе высоты dz при постоянном перепаде температур $\Delta T(z)$ между горными породами и потоком жидкости или газа можно определить по следующей точной формуле

$$\frac{dQ(z,t)}{dz} = \lambda k(t) \Delta T(z), \qquad \text{(VIII. 1)}$$

где λ — теплопроводность горных пород; $k(t)$ — безразмерный коэффициент теплообмена между потоком вещества и окружающей средой, зависящий от геометрии теплопроводного потока и времени.

Для радиального потока вокруг ствола скважины коэффициент вычисляется с высокой точностью [91] по такой приближенной формуле

$$k_0(t) = \frac{2\pi}{\ln\left[1+\sqrt{\frac{\pi at}{r_0^2}}\right]}, \qquad \text{(VIII. 2)}$$

где r_0 — радиус ствола скважины; a — температуропроводность горных пород.

Для плоскопараллельного теплопроводного потока, который может образоваться, например, около вертикальной щели или тектонического нарушения в случае миграции в них жидкости или газа, коэффициент определяется следующим образом

$$k_1(t) = \frac{L}{\sqrt{\pi at}}, \qquad \text{(VIII. 3)}$$

где L — длина щели.

В случае переменного перепада температур уравнение (VIII. 1) принимает вид свертки [91]

$$\frac{dQ(z,t)}{dz} = \lambda \int_0^t k(t-\tau) \frac{\partial \Delta T(z,\tau)}{\partial \tau} d\tau. \qquad \text{(VIII. 4)}$$

Основное уравнение энергии (III. 39) для случая вертикального потока в стволе скважины с учетом $m = 1$ и при условии (VIII. 4) перепишем так

$$G\frac{\partial}{\partial z}\left[i + A\left(z + \frac{w^2}{2g}\right)\right] + F\gamma\left[T\frac{\partial s}{\partial t} + A\frac{w}{g}\frac{\partial w}{\partial t}\right] =$$

$$= \lambda\int_0^t k(t-\tau)\frac{\partial \Delta T(z,\tau)}{\partial \tau}d\tau, \qquad \text{(VIII. 5)}$$

где $G = F\gamma w$ — весовой расход в потоке; F — площадь сечения струи потока; $\Delta T(z, t) = T_{\text{п}}(z) - T(z, t)$; $T_{\text{п}}(z)$ — температура горных пород как функция глубины z; $T(z, t)$ — температура вещества в потоке.

Поскольку значение коэффициента $k(t)$ зависит от времени, то вертикальный поток в стволе скважины никогда не может перейти в строго стационарное состояние. Но благодаря затухающему характеру функций (VIII. 2) и (VIII. 3) изменения коэффициента $k(t)$ по истечении некоторого начального интервала времени становятся очень медленными. В таких случаях можно принять $k(t) \approx \text{const}$ и перейти от точной формулы (VIII. 1) к известной приближенной формуле теплопередачи Ньютона

$$\frac{dQ}{dF(z)} = \alpha\Delta T(z, t), \qquad \text{(VIII. 6)}$$

где $F(z)$ — площадь теплопередачи.

Значение коэффициента теплопередачи α в пределах заданного интервала времени $t_0 \pm \Delta t$ нетрудно вычислить, используя точные аналитические формулы (VIII. 2), (VIII. 3) и т. д., или найти по справочным данным. Так, например, для трубопроводов, зарытых в грунт, значение коэффициента α принимают в пределах от 1 до 3 *ккал/м² · ч · °С*. Однако следует помнить, что эти значения и сам закон (VIII. 6) лишь грубо отображают действительность. Например, для глин $\lambda = 0{,}8$ *ккал/м · ч · °С*; $a = 0{,}0018$ *м²/ч* при радиусе ствола скважины $r_0 = 0{,}1$ получаем по формулам (VIII. 2) и (VIII. 6) значение коэффициента $\alpha = 2$ *ккал/м² · ч · °С* только через полгода после пуска скважины. Через сутки после пуска скважины коэффициент α оказывается в несколько раз больше — около 10 *ккал/м² · ч · °С*.

Когда известно распределение давлений в стволе скважины и закон теплообмена с окружающими породами через стенки скважины, тогда уравнения энергии (VIII. 3), (VIII. 5) и (VIII. 8) позволяют определить распределение температур по стволу действующей скважины.

Для этой цели термодинамические функции s и i удобно заменить соотношениями (I. 35) и (I. 41) и привести указанное уравнение к виду

$$Gc_p\left[\frac{\partial T}{\partial z}+\varepsilon_I\frac{\partial p}{\partial z}+\frac{A}{c_p}\left(1+\frac{w}{g}\frac{\partial w}{\partial z}\right)\right]+$$

$$+F\gamma c_p\left[\frac{\partial T}{\partial t}-\eta_s\frac{\partial p}{\partial t}+\frac{A}{c_p}\frac{w}{g}\frac{\partial w}{\partial t}\right]=\lambda\int_0^t k(t-\tau)\frac{\partial \Delta T,(z\,\tau)}{\partial\tau}d\tau. \quad \text{(VIII. 7)}$$

Это уравнение положим в основу аналитического исследования температур в вертикальных потоках в стволе скважины или в вертикальных трещинах и разломах земной коры.

§ 2. ПОТОК НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ В СТВОЛЕ СКВАЖИНЫ

В случае постоянного расхода несжимаемой жидкости G_0 в стволе скважины постоянного сечения имеем $\frac{\partial w}{\partial z}=0$; $\frac{\partial p}{\partial t}=0$. При ламинарном потоке $\frac{\partial p}{\partial z}=\frac{p_y-p_з}{H}$, где p_y и $p_з$ — давление на устье и на забое скважины; H — глубина скважины. Следовательно, уравнение энергии (VIII. 7) упрощается

$$\frac{\partial T}{\partial z}+\frac{1}{w}\frac{\partial T}{\partial t}-M=\frac{\lambda}{G_0c_p}\int_0^t k(t-\tau)\,d\Delta T\,(z,\,t). \quad \text{(VIII. 8)}$$

Очевидно, что здесь

$$w=\frac{G_0}{F\gamma}\,;\quad M=\frac{A}{c_p}\left[\frac{p_з-p_y}{\gamma H}-1\right]. \quad \text{(VIII. 9)}$$

Поместим начало координат $z=0$ на уровне кровли действующего пласта. Пусть характер геотермического распределения температур выражается прямой

$$T_п(z)=T_0-\Gamma z, \quad \text{(VIII. 10)}$$

где T_0 — начальная температура на уровне кровли пласта; Γ — геотермический градиент.

Применяя преобразования Лапласа по переменной t для функции температуры, получим

$$T(z,t)\div T_и(z,s);\quad \frac{\partial T(z,t)}{\partial t}\div s\left[T_и(z,s)-\frac{T_0-\Gamma z}{s}\right]. \quad \text{(VIII. 11)}$$

и используя теорему о свертках, получаем из (VIII. 8) следующее дифференциальное уравнение для изображения

$$T'_и+\frac{s}{w}\left[T_и-\frac{T_0-\Gamma z}{s}\right]-\frac{M}{s}=-\frac{\lambda}{G_0c_p}k_и(s)\,s\left[T_и-\frac{T_0-\Gamma z}{s}\right] \quad \text{(VIII. 12)}$$

или в упрощенном виде

$$T'_{\text{и}} + sNT_{\text{и}} + \Gamma Nz - \frac{M}{s} - T_0 N = 0, \qquad \text{(VIII. 13)}$$

причем

$$N = \frac{1}{w} + \frac{\lambda}{G_0 c_p} k_{\text{и}}(s). \qquad \text{(VIII. 14)}$$

Находим общее решение уравнения (VIII. 13) для изображения

$$T_{\text{и}}(z, s) = \mathrm{e}^{-sNz}\left[c - \int \mathrm{e}^{+sNz}\left(N\Gamma z - \frac{M}{s} - T_0 N\right) dz\right] =$$
$$= c\,\mathrm{e}^{-sNz} + \frac{T_0 - \Gamma z}{s} + \frac{M + \Gamma}{s^2 N}. \qquad \text{(VIII. 15)}$$

Если температура в точке $z = 0$ после пуска скважины изменяется по заданному закону

$$T_{\text{п}}(0, s) = \frac{T_0}{s} + \Delta T_{0\,\text{и}}(s), \qquad \text{(VIII. 16)}$$

то значение постоянной интегрирования c будет следующее

$$c = -\frac{M + \Gamma}{s^2 N} + \Delta T_{0\,\text{и}}(s). \qquad \text{(VIII. 17)}$$

Итак, получаем решение задачи для изображения

$$T_{\text{и}}(z, s) = \frac{T_0 - \Gamma z}{s} + \frac{M + \Gamma}{s^2 N}\left(1 - \mathrm{e}^{-sNz}\right) + \Delta T_{0\,\text{и}}(s)\,\mathrm{e}^{-sNz}. \qquad \text{(VIII. 18)}$$

Это решение справедливо для любого закона теплопередачи между потоком вещества в стволе скважины и окружающими породами, поскольку условие (VIII. 4) не налагает никаких ограничений. Анализируя решение (VIII. 18), замечаем, что оно слагается из четырех основных членов: члена, независимого от времени $\frac{T_0 - \Gamma z}{s}$, вытекающего из начальных условий; члена, независимого от ординаты высоты $\frac{M + \Gamma}{s^2 N}$, определяемого условиями теплообмена, члена, затухающего с ростом ординаты высоты, и члена, зависимого от колебаний забойной температуры. При постоянной забойной температуре, когда $\Delta T_{0\text{и}} = 0$, последний член исчезает.

Изображение e^{-sNT} можно представить как произведение двух принципиально различных функций, а именно $\mathrm{e}^{-\frac{sz}{w}}\,\mathrm{e}^{-\frac{\lambda\, sk_{\text{и}}(s)}{G_0 c_{\text{p}}} z}$. Первая функция $\mathrm{e}^{-\frac{sz}{w}}$ определяет запаздывание оригинала на $\frac{z}{w}$, т. е. смещение ординаты времени $t - \frac{z}{w}$, а вторая обусловливает затухание оригинала по мере роста аргумента z.

Покажем эти особенности решения (VIII. 18) для самого простого случая теплопередачи (VIII. 6). Когда $k(s)$ не зависит от времени, тогда

$$N = \frac{1}{w} + \frac{2\pi r_0 \alpha}{s c_p G_0}. \qquad \text{(VIII. 19)}$$

Теперь нетрудно найти оригинал второго члена решения (VIII. 18)

$$\frac{(M+\Gamma)w}{s\left(s+\dfrac{2\alpha}{r_0 \gamma c_p}\right)} \leftarrow\!\!\div (M+\Gamma)\frac{c_p G_0}{2\pi r_0 \alpha}\left[1 - e^{-\frac{2\alpha t}{r_0 \gamma c_p}}\right]. \qquad \text{(VIII. 20)}$$

На основании теоремы запаздывания получают оригинал и третьего члена решения

$$\frac{(M+\Gamma)\,w\,e^{-\frac{2\pi r_0 \alpha}{G_0 c_p} z}}{s\left(s+\dfrac{2\alpha}{r_0 \gamma c_p}\right)} e^{-s\frac{z}{w}} \leftarrow\!\!\div (M+\Gamma)\frac{c_p G_0}{2\pi z_0 \alpha} e^{-\frac{2\pi r_0 \alpha}{G_0 c_p} z} \times$$

$$\times\left[1 - e^{-\frac{2\alpha}{r_0 \gamma c_p}\left(t-\frac{z}{w}\right)}\right]. \qquad \text{(VIII. 21)}$$

Очевидно, что для $z > wt$ значение (VIII. 21) обращается в нуль, так как возмущения температуры в потоке распространяются со скоростью потока.

В соответствии с решением (VIII. 18) необходимо найти разность оригиналов (VIII. 20) и (VIII. 21). Для $t < \frac{z}{w}$ эта разность совпадает с оригиналом (VIII. 20), поскольку (VIII. 21), как было сказано, обращается в нуль. Для $t > \frac{z}{w}$ получаем установившееся состояние потока

$$\left(\frac{M+\Gamma}{s^2 N}\right)\left(1 - e^{-sNz}\right) \leftarrow\!\!\div (M+\Gamma)\frac{G_0 c_p}{2\pi r_0 \alpha}\left[1 - e^{-\frac{2\pi r_0 \alpha}{G_0 c_p} z}\right]. \qquad \text{(VIII. 22)}$$

Оригинал последнего члена уравнения (VIII. 18) очевиден

$$e^{-\frac{2\pi r_0 \alpha}{c_p G_0} z} e^{-\frac{s}{w} z}\, \Delta T_{0\,и}(s) \leftarrow\!\!\div e^{-\frac{2\pi r_0 \alpha}{c_p G_0} z}\, \Delta T_0\left(t - \frac{z}{w}\right). \qquad \text{(VIII. 23)}$$

Для $z > wt$ значение (VIII. 23) равно нулю. Значит, температурные сигналы с забоя распространяются со скоростью потока.

Итак, можем записать решение задачи (VIII. 18) для оригинала

а) для $z \leqslant wt$

$$T(z, t) = T_0 - \Gamma z + (M+\Gamma)\frac{c_p G_0}{2\pi r_0 \alpha}\left[1 - e^{-\frac{2\pi r_0 \alpha}{c_p G_0} z}\right] +$$

$$+ e^{-\frac{2\pi r_0 \alpha}{c_p G_0}}\, \Delta T_0\left(t - \frac{z}{w}\right); \qquad \text{(VIII. 24)}$$

б) для $z > wt$

$$T(z, t) = T_0 - \Gamma z + (M + \Gamma)\frac{c_p G_0}{2\pi r_0 \alpha}\left[1 - e^{-\frac{2\alpha}{r_0 \gamma c_p} t}\right]. \quad \text{(VIII. 25)}$$

Физический смысл этих решений выясним с помощью графиков рис. 22 в координатах $[h, T]$.

Прямая A_0C_0 изображает геотерму, т. е. распределение температур в стволе скважины до момента ее пуска $t \leqslant 0$. Кривая B_0C_0 соответствует установившейся температуре в стволе после пуска скважины в случае неизменной температуры на забое $\Delta T(0, t) = 0$.

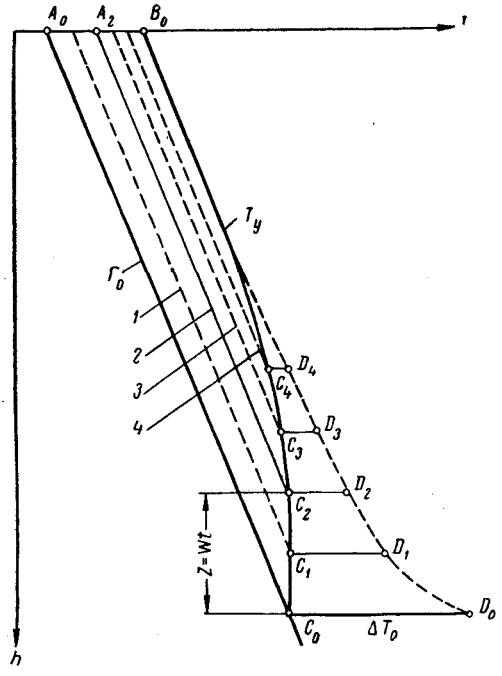

Рис. 22. Температурные кривые по стволу действующей нефтяной скважины при теплообмене по закону Ньютона.

После пуска скважины с постоянным отбором температура в стволе скважины изображается прямыми 1, 2, 3 и т. д., параллельными к геотерме A_0C_0. Следовательно, температура в стволе скважины нарастает одинаково на всех глубинах от устья до точки пересечения кривой стационарных температур в точке $C_п$, которая перемещается вверх со скоростью потока w. Например, для момента времени t_2 эпюра температур в стволе скважины изображается кривой $C_0C_2A_2$. Условие предельного превышения температуры в потоке над геотермической кривой вытекает из (VIII. 25) для $t \to \infty$

$$\Delta T_{AB\,max} = (M + \Gamma)\frac{c_p G_0}{2\pi r_0 \alpha}. \quad \text{(VIII. 26)}$$

Скачок температуры на забое скважины $\Delta T_0 = C_0D_0$ переносится вверх со скоростью потока w и быстро при этом затухает по пути распространения в соответствии с последним членом решения (VIII. 24). Температура жидкости на устье скважины зависит в большей мере от расхода жидкости G_0 (VIII. 26), чем от забойной температуры.

Для нагнетательной скважины начало координат $z = 0$ достаточно поместить на уровне нейтрального температурного слоя (рис. 23). Тогда решение (VIII. 24) следует записать так

$$T(z, t) = (T + \Gamma h) - (M + \Gamma)\frac{G_0 c_p}{2\pi r_0 \alpha}\left[1 - e^{-\frac{2\pi r_0 \alpha}{c_p G_0} h}\right] + \underset{h \leqslant wt}{} + e^{-\frac{2\pi r_0 \alpha}{c_p G_0} h} \Delta T_0 \left(t - \frac{h}{w}\right), \qquad \text{(VIII. 27)}$$

где T_0 — температура нейтрального геотермического слоя; h — глубина.

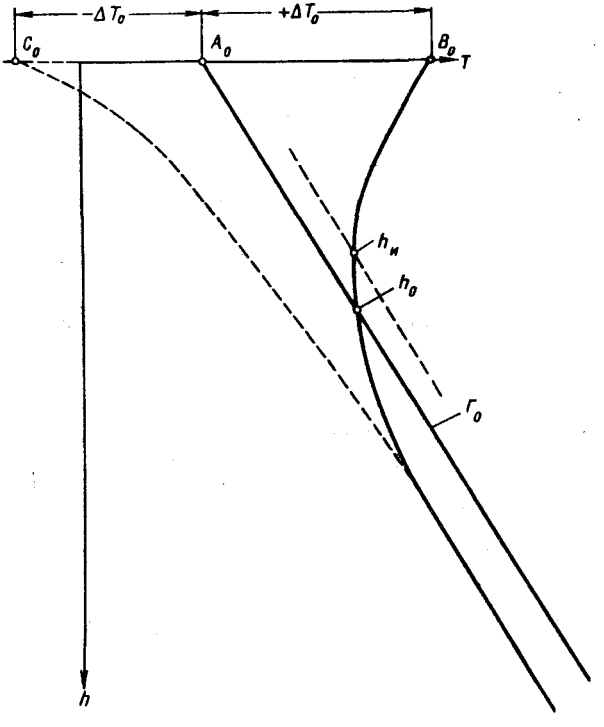

Рис. 23. Температурные кривые по стволу нагнетательной скважины.

При нагнетании горячей воды с постоянной температурой $\Delta T_0 = \text{const}$ второй член решения способствует охлаждению ствола скважины и приводит, наконец, к полному погашению третьего члена, выражающего влияние горячей воды. Это происходит на глубине

$$h_0 = \frac{c_p G_0}{2\pi r_0 \alpha} \ln\left(1 + \frac{2\pi r_0 \alpha}{(M + \Gamma) c_p G_0} \Delta T_0\right). \qquad \text{(VIII. 28)}$$

На некоторой глубине $h_и$ производная температуры $\frac{\partial T}{\partial h}$ меняет знак. Точку на глубине $h_и$ называют точкой инверсий температуры. Значение $h_и$ найдем по (VIII. 27) из условий $\frac{\partial T}{\partial z} = 0$, а именно

$$h_и = \frac{c_p G_0}{2\pi r_0 \alpha} \ln \left[1 + \frac{M}{\Gamma} + \frac{2\pi r_0 \alpha}{\Gamma c_p G_0} \Delta T_0\right]. \qquad \text{(VIII. 29)}$$

Как видно, глубины (VIII. 28) и (VIII. 29) совпадают лишь в случае, когда $M = \frac{A}{c_p}\left[\frac{p_з - p_у}{\gamma H} - 1\right] = 0$, т. е. при отсутствии гидравлических потерь в стволе скважины. Обычно при нагнетании жидкости в скважину $\frac{p_з - p_у}{\gamma H} < 1$, поэтому $M < 1$, а следовательно, $h_и < h_0$.

Так, при нагнетании воды $c_0 = 1$ *ккал/кг* · °С в количестве $G_0 = 120$ *т/сутки* $= 5000$ *кг/ч*, нагретой до температуры 100° С или $\Delta T_0 = 80°$ С, в скважину радиусом $r_0 = 0{,}1$ *м* в случае геотермического градиента $\Gamma = 0{,}03$ *град/м*, $M = 0{,}003$ *град/м* и $\alpha = 4$ *ккал/м²* · *ч* · °С получаем по формулам (VIII. 28) и (VIII. 29) $h_0 \approx 2800$ *м*; $h_и = 1600$ *м*.

Таким образом, нагнетание горячей воды в глубокие скважины для нагревания пласта очень мало эффективно.

При нагнетании холодной воды точка инверсии отсутствует (см. рис. 23), поэтому холодная вода в какой-то мере охлаждает пласт дополнительно.

Для точных законов теплопередачи, учитывающих геометрию теплопроводного потока и теплопроводность горных пород, как, например, (VIII. 2), (VIII. 3) и т. д., оригинал изображения (VIII. 18) оказывается чрезвычайно сложным. Покажем это на примере плоскопараллельного потока. Подставим в (VIII. 14) изображение функции (VIII. 3)

$$\frac{L}{\sqrt{\pi at}} \div \frac{L}{\sqrt{as}} \qquad \text{(VIII. 30)}$$

и получим

$$N = \frac{1}{w} + \frac{\lambda L}{c_p G_0 \sqrt{as}}. \qquad \text{(VIII. 31)}$$

Оригинал второго члена решения (VIII. 18) можно найти в книге А. В. Лыкова [37]

$$\frac{(M+\Gamma)w}{s\sqrt{s}(\sqrt{s}+b)} \div \frac{(M+\Gamma)w}{b^2}\left[2b\sqrt{\frac{t}{\pi}} - 1 + e^{b^2 t}\operatorname{erfc} b\sqrt{t}\right], \qquad \text{(VIII. 32)}$$

где $b = \frac{\lambda}{\delta\gamma c_p \sqrt{a}}$; δ — ширина щели.

Как видно, функция (VIII. 32) не зависит от аргумента и аналогична функции (VIII. 20), определяющей изображение геотермической температуры на расстоянии $z > wt$. Для очень больших

глубин источника питания и больших интервалов времени произведение $e^{b^2 t}\operatorname{erfc} b\sqrt{t} \to 0$ и тогда нарастание температуры выходящего потока подчиняется формуле

$$\Delta T \underset{bt>3}{\approx} (M+\Gamma)\frac{c_p G_0}{\lambda L}\sqrt{a}\left[\frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{t}-\frac{\delta\gamma c_p}{\lambda}\sqrt{a}\right]. \quad \text{(VIII. 33)}$$

В отличие от решения (VIII. 25) для закона теплопередачи Ньютона решение (VIII. 32) при неограниченной глубине потока не дает ограниченного предела приращения температуры выходящей из глубины жидкости.

Оригинал изображения, зависимого от ординаты z, имеет следующий вид

$$e^{-\frac{z}{w}s}\frac{(M+\Gamma)\,w\,e^{-k\sqrt{s}}}{s\sqrt{s}(\sqrt{s}+b)} \leftrightarrow \frac{(M+\Gamma)\,w}{b^2}\left[2b\sqrt{\frac{t-\frac{z}{w}}{\pi}}e^{-\frac{k^2}{4\left(t-\frac{z}{w}\right)}}-\right.$$

$$-(1+bk)\operatorname{erfc}\frac{k}{2\sqrt{t-\frac{z}{w}}}+e^{bk+b^2\left(t-\frac{z}{w}\right)}\times$$

$$\left.\times\operatorname{erfc}\left(\frac{k}{2\sqrt{t-\frac{z}{w}}}+b\sqrt{t-\frac{z}{w}}\right)\right]. \quad \text{(VIII. 34)}$$

Здесь

$$k=\frac{\lambda Lz}{c_p G_0\sqrt{a}}. \quad \text{(VIII. 35)}$$

Очевидно, что для $z > wt$ значение (VIII. 34) равно нулю и действует закон (VIII. 32). Для малых значений аргумента z и больших значений времени t решение (VIII. 34) упрощается

$$\Delta T_{\text{и}}\left(t-\frac{z}{w}\right) \leftrightarrow (M+\Gamma)\frac{c_p G_0}{\lambda L}\sqrt{a}\left[\frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{t-\frac{z}{w}}-\right.$$

$$\left.-\frac{\delta\gamma c_p}{\lambda}\sqrt{a}-\frac{\lambda Lz}{c_p G_0\sqrt{a}}\right]. \quad \text{(VIII. 36)}$$

Разность между значениями (VIII. 34) и (VIII. 36) в соответствии с (VIII. 18) для $wt \gg z$ дает предельное приращение температуры восходящего потока

$$\Delta T_{\max}\underset{t\to\infty}{} = (M+\Gamma)z. \quad \text{(VIII. 37)}$$

Это значит, что предельная температура в потоке в вертикальной щели $T(z, t) = T_0 + Mz$ не зависит от геотермического градиента и при $M \approx 0$ она близка к температуре глубинного источника $T(z) \approx T_0$.

Оригинал функции (VIII. 18) для радиального закона теплообмена (VIII. 2), представляющий точное решение температурной задачи для вертикального потока несжимаемой жидкости в трубах, еще не найден. Учитывая актуальность этой задачи, попытаемся обосновать применимое для практических целей приближенное решение, которое получается после замены функции (VIII. 2) ступенчатой функцией.

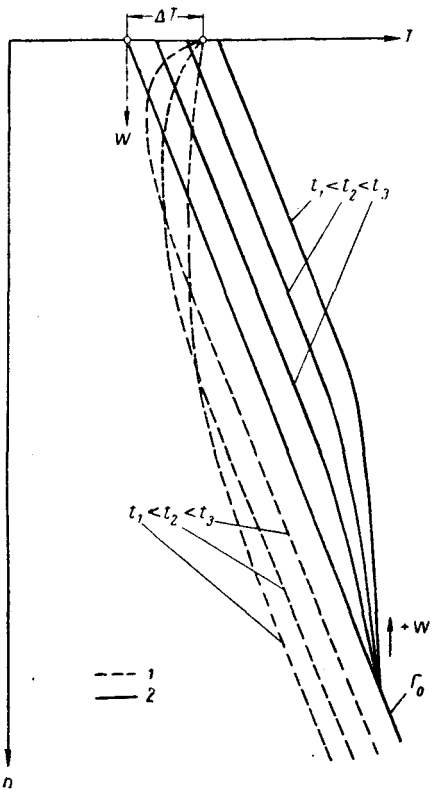

Рис. 24. Квазистационарные распределения температур в стволе скважины.

1—нагнетательная скважина; *2*—нефтяная скважина.

Благодаря быстрому распространению температурных сигналов по стволу скважины и, в связи с этим, быстрой стабилизации температур в потоке при постоянном значении коэффициента теплопередачи α можно утверждать, что скачкообразным изменениям коэффициента α, происходящим через достаточно длительные интервалы времени $\Delta t > \frac{z}{w}$, будут соответствовать стационарные распределения температур в стволе скважины на конец каждого периода, определяемые формулой (VIII. 24) для постоянного значения коэффициента α.

Если коэффициент α — очень медленно затухающая функция времени, то эту функцию можно заменить ступенчатой функцией, падающей скачкообразно через интервалы времени $\Delta t = \frac{z}{w}$. В конце каждого периода времени Δt кривая распределения температур в скважине становится стационарной. На самом деле значение $\alpha\,(t)$ меняется непрерывно и в стволе скважины протекает процесс, близкий к квазистационарному. Фактическая же квазистационарная эпюра температур для момента времени t будет находиться в пределах стационарных эпюр (VIII. 24) для моментов времени $t - \frac{z}{w}$ и $t + \frac{z}{w}$. Относительную погрешность определяемой эпюры температур по ступенчатой функции α можно определить так

$$\Pi = \pm \frac{\partial T}{\partial \alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial t} \frac{z}{2w}. \qquad \text{(VIII. 38)}$$

Проверив, таким образом, область допустимых погрешностей для квазистационарных процессов, можно в формуле (VIII. 24) заменить постоянный коэффициент $2\pi r_0\alpha$ медленно изменяющимся коэффициентом $\lambda k(t)$ и пользоваться для определения температуры в пласте следующей приближенной формулой

$$\Delta T(z, t) \approx T_0 - \Gamma z + (M + \Gamma)\frac{c_p G_0}{\lambda k(t)}\left[1 - e^{-\frac{\lambda k(t)}{c_p G_0} z}\right] + \\ + \Delta T_0 e^{-\frac{\lambda k(t)}{c_p G_0} z}. \qquad \text{(VIII. 39)}$$

Квазистационарные кривые распределения температуры в стволе при постоянном отборе жидкости и при нагнетании жидкости в скважину видим на рис. 24.

§ 3. ПОТОК ГАЗА В СТВОЛЕ СКВАЖИНЫ

Уравнение энергии (VIII. 7) в случае потока газа с постоянным весовым расходом G_0 с учетом теплообмена с окружающими горными породами по точному закону (VIII. 4) может быть решено как самостоятельное в том случае, когда известен закон распределения давлений. Рассматривая вертикальный ламинарный поток несжимаемой жидкости в стволе постоянного сечения, мы принимали в расчет постоянный градиент давления вдоль оси ствола скважины, так как в данном случае градиент давления зависит только от расхода G_0, который принят постоянным. При такой подстановке уравнение энергии и для реальной жидкости сохраняет свою точность.

В газовом потоке распределение давлений зависит не только от интенсивности отбора, но и от давлений и температур потока, подлежащих определению. Поэтому до момента полной стабилизации давлений и температур градиент давления в потоке газа с постоянным расходом может изменяться.

Обычно в условиях нормальной эксплуатации скважины скорость восходящего потока газа w во много раз меньше звуковой скорости a или $w \ll a$. Это нетрудно проверить несложным расчетом. Пусть дебит скважины будет равен 1 млн. *м*^{3}/*сутки* (при нормальных условиях), диаметр фонтанных труб 3″, давление на устье $\approx$ ≈ 100 *кГ*/*см*^{2}. Тогда площадь сечения потока $F = \frac{\pi}{4}\,0{,}072^2 =$ $= 0{,}00406$ *м*^{2}; расход газа в секунду при давлении 100 *кГ*/*см*^{2} равен 0,1156 *м*^{3}/*сек*. Значит, скорость потока у устья скважины $w \approx$ $\approx \frac{0{,}12}{0{,}004} \approx 30$ *м*/*сек*.

В таких условиях в трубной газодинамике пропускают член скоростного напора в уравнении Бернулли или (что одно и то же) член $\frac{w}{g}\frac{\partial w}{\partial z}$ в уравнении энергии (VIII. 7). Если принять для приведенного выше примера, что забойное давление на глубине 2000 *м*

равно 200 $кГ/см^2$, то скорость газа вблизи забоя будет $w_з \approx 15$ $м/сек$, или $\frac{w_{ср}}{g}\frac{\Delta w}{\Delta H} - \frac{15+30}{2\cdot 9{,}81}\frac{15}{2000} = 0{,}017 \ll 1$; полученная малая величина не имеет практического значения и выражение $\left(1 + \frac{w}{q}\frac{\partial w}{\partial z}\right)$ в уравнении (VIII. 7) можно считать равным 1. Пропуская член, выражающий кинетическую энергию потока в уравнении (VIII. 7), получаем

$$\frac{\partial T}{\partial h} + \frac{1}{w}\frac{\partial T}{\partial t} + \varepsilon_I \frac{\partial p}{\partial h} - \frac{\eta_s}{w}\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{A}{c_p} = \lambda \int_0^t k(t-\tau)\, d\Delta T \quad (h, \tau). \tag{VIII. 40}$$

Член, содержащий частную производную давления по времени, при строго установившемся течении исчезает. Однако в уравнении (VIII. 40) мы его сохраняем, поскольку рассматривается постоянный отбор газа из скважины, когда забойное давление неизбежно снижается с течением времени по известному закону.

Распределение давлений в горизонтальном газопроводе при изотермическом установившемся движении газа с дозвуковой скоростью подчиняется параболическому закону. И. А. Чарный показал [77], что если считать закон трения квадратичным, то давление в потоке газа прямо пропорционально зависит от функции Л. С. Лейбензона

$$\Delta P = \int_p^{p_0} \gamma(p)\, dp = P(p_0) - P(p), \tag{VIII. 41}$$

где p_0 и p — давления в начале и конце газопровода.

В общем случае

$$\gamma(p, T) = \frac{\gamma_0 z_0 T_0}{p_0} \cdot \frac{p}{z(p, T)\, T}. \tag{VIII. 42}$$

Для условия $T = \text{const}$ можно получить зависимость

$$P(p_0) - P(p) = \frac{1}{2}\frac{\gamma_0}{p_0}\frac{z_0}{z_{ср}}\left(p_0^2 - p^2\right), \tag{VIII. 43}$$

где среднее значение коэффициента $\frac{1}{z_{ср}}$ определяется графически как высота равновеликового прямоугольника, соответствующего площади, ограниченной кривой $\frac{1}{z_{ср}} = f(p^2)$ в пределах от p_0 до p [85].

В случае неизотермического установившегося движения газа значение коэффициента $z_{ср}$ в выражении (VIII. 43) в интервале давления p_0 и p может несколько измениться, но параболический характер кривой давления в основном сохраняется. В достаточно малых пределах давлений значения z_0 и $z_{ср}$ мало различаются между собой. В предельном случае, когда $p \to p_0$ $z_{ср} \to z_0$. Значит,

кривая распределения давлений газа в стволе скважины при постоянном отборе может быть апроксимирована с любой заданной точностью кусками параболы (VIII. 43).

Отношение (VIII. 43) может быть использовано в качестве дополнительного условия к уравнению энергии (VIII. 40) для численного интегрирования. Однако для изучения тепловых эффектов в пласте нет необходимости интегрировать уравнение (VIII. 40) по всей глубине скважины. Достаточно ограничиться пределами продуктивного этажа газоносности, который обычно не превышает нескольких сотен метров. Важно получить основной фон, на который налагаются адиабатический и дроссельный эффекты в пласте. Поэтому считаем целесообразным пойти на дальнейшие упрощения и хотя результаты будут менее точны, мы сможем получить простое аналитическое решение задачи.

Напишем уравнение Бернулли без подвода механической энергии извне

$$\frac{dp}{\gamma} = dh + \frac{\lambda}{D}\frac{w^2}{2g}dh, \qquad \text{(VIII. 44)}$$

где λ — коэффициент гидравлического сопротивления; D — диаметр трубы. Знак дифференциала dh зависит от направления координаты h. В данном случае принято $h = 0$ на забое скважины. Умножив все члены уравнения (VIII. 44) на γ^2 и разделив независимые переменные, получим

$$dh = \frac{\gamma\, dp}{\gamma^2 + \frac{\lambda}{D}\frac{(\gamma w)^2}{2g}}. \qquad \text{(VIII. 45)}$$

Поскольку

$$\gamma w = \frac{G_0}{F} \qquad \gamma = \gamma_0 \frac{P}{P_0}\frac{T_0 z_0}{Tz},$$

то

$$dh = \frac{\gamma_0}{2p_0}\frac{z_0 T_0}{zT}\frac{dp^2}{\frac{\lambda}{D}\frac{G_0^2}{2F^2 g}\left(\frac{\gamma_0 z_0 T_0}{p_0 zT}\right)^2 p^2}. \qquad \text{(VIII. 46)}$$

Из (VIII. 46) видно, что параболическая аппроксимация кривой давлений в стволе скважины допустима при соблюдении двух условий

$$\left(\frac{\gamma_0 z_0 T_0}{p_0 zT}\, p\right)^2 \ll \frac{\lambda}{D}\frac{G_0^2}{2gF^2}\left(\frac{zT - z_0 T}{zT}\right) \ll 1. \qquad \text{(VIII. 47)}$$

Первое условие обычно соблюдается при технических темпах отбора газа из скважины благодаря низкому удельному весу газа, второе условие может выдерживаться лишь на ограниченных небольших участках ствола скважины, в пределах которых погрешности от изменения температуры незначительны.

Для таких ограниченных участков ствола скважины получаем из (VIII. 46) известную трубопроводную формулу

$$p_0^2 - p_п^2 = z_{ср} R T_{ср} \frac{\lambda}{D} \frac{G_0^2}{gF^2} \Delta h, \qquad \text{(VIII. 48)}$$

где p_0 и $p_п$ — давления на границах рассматриваемого участка ствола скважины; $T_{ср}$ — усредненная температура на данном участке трубы.

Для дальнейшего упрощения задачи необходимо уменьшить наблюдаемые участки ствола скважины так, чтобы было допустимо осреднение параболы прямыми отрезками

$$\Delta p = p_0 - p_к = \frac{\lambda}{D} \frac{G_0^2}{2gF^2} \frac{\Delta h}{\gamma_{ср}}. \qquad \text{(VIII. 49)}$$

Погрешность такого осреднения

$$П = \pm \frac{\gamma_{max} - \gamma_{min}}{2\gamma_{ср}} \approx \frac{p_н - p_к}{p_н + p_к}. \qquad \text{(VIII. 50)}$$

Оказывается, что при высоких пластовых давлениях большие участки параболы распределения давлений можно заменить прямыми линиями.

Так, для $p_{пл} = 250$ *кГ/см*^{2} и $П = \pm 1\%$ получаем $\Delta p = 5$ *кГ/см*^{2}. Перепад давлений 5 *кГ/см*^{2} в условиях высоких давлений и при нормальной эксплуатации скважины соответствует нескольким сотням метров, т. е. в большинстве случаев почти всему продуктивному интервалу скважины.

Итак, в первом приближении будем принимать

$$\frac{\partial p(ht)}{\partial h} \approx -\frac{1}{\gamma_{ср}} \frac{\lambda}{D} \frac{G_0^2}{2gF^2} = \text{const}. \qquad \text{(VIII. 51)}$$

Для сохранения зависимости (VIII. 51) и при режиме непостоянного забойного давления необходимо, чтобы изменения давления, происходящие в интервале времени практической стабилизации давлений, были незначительны. Тогда в пределах наблюдаемого участка ствола скважины запишется зависимость

$$\Delta p(h, t) = p_з(t) - \frac{1}{\gamma_{ср}} \frac{\lambda}{D} \frac{G_0^2}{2gF^2} h, \qquad \text{(VIII. 52)}$$

где $p_з(t)$ — забойное давление.

Анализируя уравнения энергии для потока несжимаемой жидкости, мы убедились в том, что точное решение задачи можно получить только для независимого от времени закона теплопередачи (VIII. 6). В случае неустановившейся теплопередачи, определяемой формулой (VIII. 2), рассматривая задачу как квазистационарную,

можно получить приближенное решение (VIII. 39) для очень медленных изменений значения $K(t)$. На этом основании для газового потока ограничимся решением стационарной задачи, когда уравнение энергии (VIII. 40) с учетом условий (VIII. 10) и (VIII. 51), а также закона (VIII. 6) переходит в следующее уравнение с постоянными коэффициентами

$$\frac{\partial T}{\partial h}+\frac{F\gamma_{\text{ср}}}{G_0}\frac{\partial T}{\partial t}+\frac{2\pi r_0\alpha}{c_pG_0}T-\frac{F\gamma_{\text{ср}}}{G_0}\eta_{\text{ср}}\frac{\partial p}{\partial t}+\frac{2\pi r_0\alpha}{c_pG_0}\Gamma h=$$

$$=\frac{\bar{\varepsilon}_{\text{ср}}}{\gamma_{\text{ср}}}\frac{\lambda}{D}\frac{G_0^2}{2gF^2}+\frac{2\pi r_0\alpha}{c_pG_0}T_0-\frac{A}{c_p}. \qquad \text{(VIII. 53)}$$

Используя преобразование Лапласа по независимой переменной t, переводим уравнение (VIII. 53) в обыкновенное для изображения функции $T_{\text{и}}(h, s)$

$$T'(h, s)+sNT_{\text{и}}(h, s)+N\Gamma h+L=0, \qquad \text{(VIII. 54)}$$

где

$$N=\frac{F\gamma_{\text{ср}}}{G_0}+\frac{2\pi r_0\alpha}{sc_pG_0}, \qquad \text{(VIII. 55)}$$

$$L=\frac{1}{s}\left[-\frac{\bar{\varepsilon}_{\text{ср}}}{\gamma_{\text{ср}}}\frac{\lambda}{D}\frac{G_0^2}{2gF^2}-sNT_0-\frac{F\gamma_{\text{ср}}}{G_0}\eta_{\text{ср}}s^2\Delta p_{\text{зи}}(s)+\frac{A}{c_p}\right], \qquad \text{(VIII. 56)}$$

где $\Delta p_{\text{зи}}(s)$ — изображение функции изменения забойного давления после пуска скважины.

Общее решение для изображения, как и в случае (VIII. 15), будет следующим

$$T_{\text{и}}(h, s)=c\,\mathrm{e}^{-kh}-\frac{\Gamma h}{s}+\frac{L}{sN}-\frac{\Gamma}{s^2N}, \qquad \text{(VIII. 57)}$$

где постоянная c находится из начального условия $T_{\text{и}}(0, h)=\frac{T_0}{s}+\Delta T_{\text{зи}}(s)$ для $h=0$

$$c=\frac{T_0}{s}+\Delta T_{\text{зи}}(s)+\frac{1}{sN}\left[L-\frac{\Gamma}{s}\right]. \qquad \text{(VIII. 58)}$$

Итак, получаем решение задачи для изображения искомой функции температуры в стволе скважины

$$T_{\text{и}}(h, s)=\frac{T_0-\Gamma h}{s}+\frac{\frac{\bar{\varepsilon}_{\text{ср}}}{\gamma_{\text{ср}}}\frac{\lambda}{D}\frac{G_0^2}{2gF^2}-\frac{A}{c_p}+\Gamma+\frac{1}{w}\eta_{\text{ср}}s^2\Delta P_{\text{зи}}(s)}{s\left(\frac{1}{w}s+\frac{2\pi r_0\alpha}{c_pG_0}\right)}\times$$

$$\times\left[1-\mathrm{e}^{-\frac{2\pi r_0\alpha}{c_pG_0}h}\right]+\Delta T_{\text{зи}}(s)\,\mathrm{e}^{-\frac{2\pi r_0\alpha}{c_pG_0}h}\,\mathrm{e}^{-\frac{h}{w}s}, \qquad \text{(VIII. 59)}$$

Обратное преобразование функции (VIII. 50) дано формулами (VIII. 20) и (VIII. 21) за исключением члена, содержащего

изображение заданной функции забойного давления $\Delta P_з(t)$, оригинал которого получается в виде свертки

$$\frac{\eta_{ср} s \Delta p_{зи}(s)}{s + \frac{2\alpha}{r_0 c_p \gamma_{ср}}} \doteq \eta_{ср} \int_0^t e^{-\frac{2\alpha}{r_0 c_p \gamma_{ср}}(t-\tau)} d\Delta p_з(\tau). \quad \text{(VIII. 60)}$$

Таким образом, решение задачи для оригинала функции температуры в стационарной области $z < wt$ представляется так

$$T(h, t) = T_0 - \Gamma h + (M_г + \Gamma)\frac{c_p G_0}{2\pi r_0 \alpha}\left(1 - e^{-\frac{2\pi r_0 \alpha}{c_p G_0} h}\right) +$$

$$+ \Delta T_в\left(t - \frac{h}{w}\right) e^{-\frac{2\pi r_0 \alpha}{c_p G_0} h} + \eta_{ср} e^{-\frac{2\alpha}{r_0 \gamma_{ср} c_p} t} \int_0^{\frac{h}{w}} e^{+\frac{2\alpha}{r_0 \gamma_{ср} c_p}\tau} dp_з(\tau), \quad \text{(VIII. 61)}$$

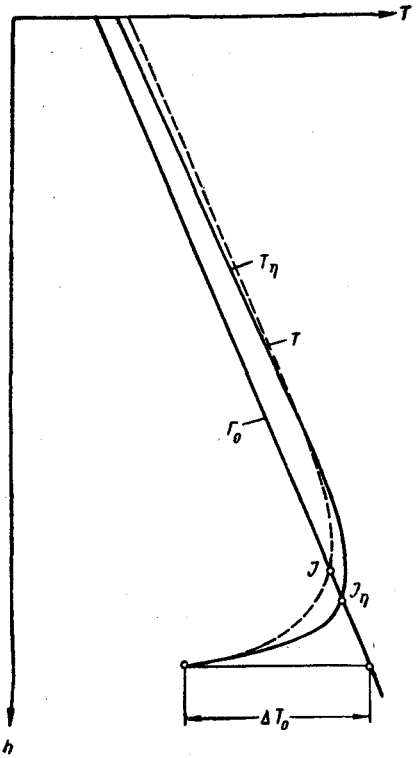

Рис. 25. Температурные кривые по стволу газовой скважины.

где

$$M_г = \frac{\varepsilon_{ср}}{\gamma_{ср}} \frac{\lambda}{D} \frac{G_0^2}{2gF^2} - \frac{A}{c_p}. \quad \text{(VIII. 62)}$$

Решение (VIII. 61) для восходящего потока газа в скважине отличается от решения (VIII. 24) для потока жидкости значением постоянного члена $M_г$ и дополнительным членом, учитывающим эффект адиабатического охлаждения газа при постоянном давлении.

Физический смысл первых четырех членов решения (VIII. 61) изучен на примере потока несжимаемой жидкости (VIII. 24—VIII. 26). Новым является последний член решения (VIII. 61). На забое ($h = 0$) последний член дает нулевой эффект, так как забойная температура определяется температурным режимом пласта, т. е. функцией $T_з(t)$. По мере удаления от забоя расширя-

ются пределы интегрирования и значение адиабатического эффекта возрастает до максимального.

Значения коэффициента Джоуля-Томсона $\varepsilon_{ср}$ для реальных нефтяных газов отрицательны, поэтому $\Delta T_з(t) < 0$. Характер температурных кривых в восходящем потоке газа в стволе скважины показан на рис. 25. Прямая Γ соответствует геотермическому распределению температур в земной коре; кривая T описывает распределение температур после скачка температуры на забое от T до $T_0 - \Delta T_0$, кривая T_η показывает температуру в стволе скважины с учетом эффекта расширения газа.

Изменения забойной температуры распространяются очень быстро — со скоростью течения газа вдоль ствола скважины, затухая по пути

$$\Delta T_\varepsilon = e^{-\frac{2\pi r_0 a}{c_p G_0}} T_з\left(t - \frac{h}{w}\right). \qquad \text{(VIII. 63)}$$

Напоминаем, что решение (VIII. 61) было получено для ограниченного участка ствола скважины $h \leqslant \Delta h$, в пределах которого объемный вес газа постоянен с допустимой погрешностью $\pm 1\%$. Если нужно выйти за пределы Δh и сохранить заданную точность вычислений, то следует перенести начало координат в точку $h = \Delta h$ и принять вычисленное значение температуры в конце участка $\Delta T(\Delta h, t)$ как исходное для следующего участка ствола скважины. При этом следует уточнить значение постоянной N и L по формулам (VIII. 55) и (VIII. 56).

§ 4. КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СТВОЛЕ СКВАЖИНЫ

В условиях эксплуатации многопластовых залежей дебит скважины представляется суммой дебитов определенных продуктивных горизонтов. В пределах каждого продуктивного интервала происходит смешение потоков — восходящего в стволе скважины и притекающего из данного интервала.

Начальная температура нефти или газа, залегающих в пласте, соответствует геотермической. В процессе эксплуатации залежи температура восходящего потока зависит от начальной температуры с учетом последующих изменений в пласте вследствие дроссельного и адиабатического эффектов и в стволе скважины в результате теплообмена с окружающими породами и пр.

Температура восходящего потока, который берет начало из нижних продуктивных горизонтов, как правило, выше, чем температура попутных потоков из вышезалегающих горизонтов. В интервале ствола скважины, где совершается смешение двух потоков, происходит скачок температуры. Амплитуда этого скачка зависит от исходных температур смешивающихся потоков, от их расходов и определяется калориметрической формулой

$$\Delta T_в c_в G_в = \Delta T_п c_п G_п, \qquad \text{(VIII. 64)}$$

где $\Delta T_в$ — понижение температуры восходящего потока в интервале смешения; $\Delta T_п$ — повышение температуры присоединяющегося потока; c и G — соответственно теплоемкости и весовые расходы потоков.

На рис. 26 показана термограмма T действующей скважины. Температура $T_г$ соответствует геотермической температуре до пуска

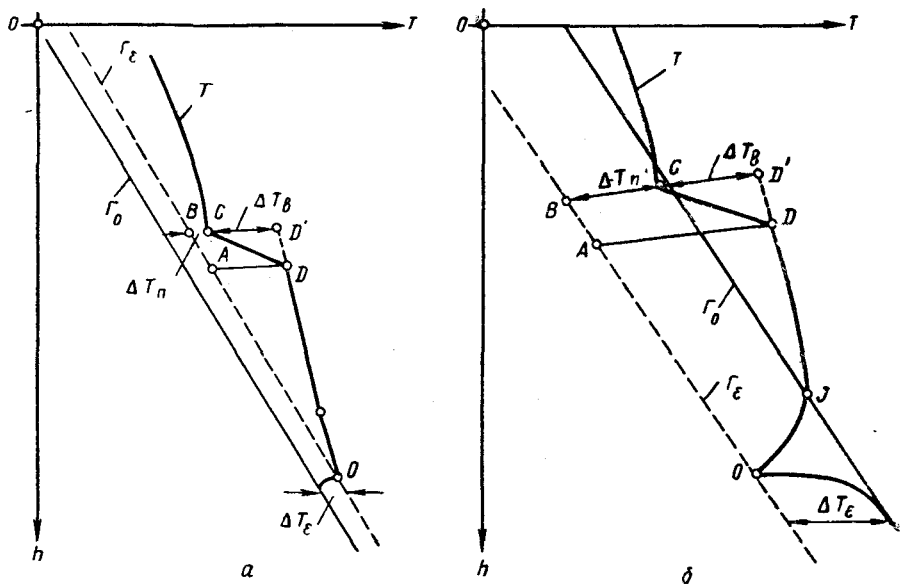

Рис. 26. Скачок температуры в стволе скважины в интервале смешивания восходящих потоков

а—нагнетательная скважина; *б*—газовая скважина.

скважины в работу. Кривая $T_г$ характеризует температуру с учетом эффекта Джоуля-Томсона. В интервале притока температура восходящего потока снижается на $\Delta T_в$, а средняя температура потока, притекающего из пласта, возрастает на $\Delta T_п$.

Калориметрический температурный эффект может быть использован не только для выделения продуктивных интервалов по термограммам действующих скважин, но и для определения их продуктивности.

ГЛАВА IX

ПРОЦЕСС ГОРЕНИЯ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

§ 1. УРАВНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ С УЧЕТОМ ТЕПЛОВОЙ КОНВЕКЦИИ И ПОСТОЯННО ДЕЙСТВУЮЩИХ ИСТОЧНИКОВ ТЕПЛА

Среди различных методов тепловой обработки нефтяного пласта для повышения нефтеотдачи все большее значение приобретают методы, основанные на сжигании углеводородов внутри пласта. Горение в пористой среде можно вызвать или нагнетанием воздуха в предварительно нагретое и насыщенное горючим веществом пористое тело, или нагнетанием холодной газовоздушной смеси в горячую зону пористого тела. В том и другом случае кроме горения осуществляется также и конвективный перенос тепла потоком воздуха и продуктами горения. Тепловые явления, связанные с внутренним трением или адиабатическим расширением, не имеют в данном случае существенного значения. Поэтому изменение температуры в элементе объема пористого тела будет определяться в основном тепловыделением реакции горения и балансом теплопроводных и теплоконвективных потоков.

Баланс теплопроводных потоков в элементе объема и времени выражается дивергенцией градиента температуры

$$\left(\frac{\partial^2 q}{\partial V\,\partial t}\right)_{\lambda} = \lambda \operatorname{div} \operatorname{grad} T. \qquad \text{(IX. 1)}$$

Баланс теплоконвективных потоков определяется скалярным произведением двух векторов (глава III)

$$\left(\frac{\partial^2 q}{\partial V\,\partial t}\right)_{u} = c_{\text{п}} \bar{u} \operatorname{grad} T. \qquad \text{(IX. 2)}$$

Выделение тепла в элементе объема соответствует удельной мощности источника тепла w

$$\left(\frac{\partial^2 q}{\partial V\,\partial t}\right)_{w} = w. \qquad \text{(IX. 3)}$$

Сумма указанных выше изменений теплосодержания приводит к изменению температуры в элементе объема пористой среды, что дает искомое уравнение

$$\lambda \operatorname{div} \operatorname{grad} T - c_{\text{п}} \bar{u} \operatorname{grad} T + w = c_{\text{п}} \frac{\partial T}{\partial t}. \qquad \text{(IX. 4)}$$

Уравнение температурного поля с источником тепла (IX. 4) отличается от обычного уравнения (VII. 51) наличием дополнительного члена w, учитывающего удельную мощность источника тепла. Значение w уточняется в теории горения: оно зависит в основном от температуры T, которую нужно определить, поэтому конкретное решение полного уравнения (IX. 4) без упрощений и схематизации можно получить только с помощью быстродействующих вычислительных приспособлений.

Для радиального случая уравнение (IX. 4) перепишем так

$$a \left[\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} (1 - 2K) \frac{\partial T}{\partial r} \right] + \frac{w}{c_{\text{п}}} = \frac{\partial T}{\partial t}, \qquad \text{(IX. 5)}$$

где

$$K = \frac{u_0 r_0}{2a} = \frac{c_p G_0}{4\pi h \lambda}; \qquad \text{(IX. 6)}$$

G_0 — расход теплоносителя.

В зоне горения изменяется произведение $c_p G_0$ (мощность теплоконвекции) и поэтому параметр K становится переменным, что еще больше усложняет решение задачи. Тем не менее, основные закономерности и характер передвижного очага горения в пористой среде может быть выяснен с помощью аналитических решений уравнения (IX. 5) после некоторой схематизации функций K и w. Для этого ознакомимся с основными положениями теории горения и результатами экспериментов по созданию очага горения в пористой среде.

Лабораторные опыты зажигания нефтей в песках и песчаниках [56] показали, что в процессе предварительного нагревания насыщенной нефтью пористой среды легкая нефть уносится потоком воздуха или кислорода. В момент достижения температуры воспламенения в пористой среде остаются лишь продукты разложения остаточной нефти в виде кокса. Легкие нефти почти не оставляют кокса в нагретой зоне и поэтому они не зажигаются в пласте. Для зажигания в пласте пригодны лишь некоторые сорта очень тяжелых и смолистых нефтей.

В нагретой пористой среде, лишенной остатков горючего, можно создать очаг горения путем нагнетания газовоздушной смеси [81]. В этом случае внутри пористой среды образуется регулируемый извне передвижной очаг горения, являющийся весьма перспективным средством для реализации тепловой обработки пласта. Не случайно этому вопросу уделяют в последнее время очень много внимания за рубежом [57].

§ 2. ИЗ ТЕОРИИ ГОРЕНИЯ ГАЗОВОГО ТОПЛИВА

Процесс горения как всякая химическая реакция подчиняется закону действующих масс.

Скоростью реакции называют скорость образования одного из продуктов горения, или (что одно и то же) скорость расходования какого-либо исходного вещества.

Согласно закону действующих масс скорость реакции газовых веществ при постоянной температуре выражается уравнением

$$w_1 = k_1 p_A^{\alpha} p_B^{\beta}, \qquad \text{(IX. 7)}$$

где p — текущее парциальное давление; A и B — индексы исходных реагирующих веществ; α и β — показатели степени, соответствующие числу молей участвующих в реакции исходных веществ; k_1 — постоянная скорости прямой реакции.

Скорость обратной реакции выражается так

$$w_2 = k_2 p_C^{\gamma} p_D^{\delta}, \qquad \text{(IX. 8)}$$

где C и D — индексы продуктов реакции; γ и δ — числа их молей; k_2 — константа скорости обратной реакции.

Из условия термодинамического равновесия прямой и обратной реакций или для случая $w_1 = w_2$ получаем из (IX. 7) и (IX. 8) математическое выражение для константы равновесия k_p при постоянной температуре

$$k_p = \frac{k_2}{k_1} = \frac{p_A^{\alpha} p_B^{\beta}}{p_C^{\gamma} p_D^{\delta}}. \qquad \text{(IX. 9)}$$

Например, для реакции $2H_2 + O_2 \rightleftarrows 2H_2O$ получим: $k_p = \dfrac{p_{H_2}^2 p_{O_2}}{p_{H_2O}^2}$.

Строго говоря, область применения закона действующих масс (IX. 9) ограничивается идеальными газами. Тем не менее вытекающие из него выводы отражают достаточно верно и равновесие реальных реакций в газовом состоянии.

По величине константы равновесия k_p можно определить состояние равновесной системы при заданной температуре. Зависимость константы равновесия от температуры для реакций, протекающих при $p = \text{const}$, выражается уравнением

$$k_p = k_0 e^{-\frac{Q_p}{RT}}, \qquad \text{(IX. 10)}$$

где k_0 — постоянное число; Q_p — тепловой эффект реакции в *ккал/кг*; R — газовая постоянная; остальные обозначения известны.

Более полному протеканию экзотермических реакций $Q_p > 0$ благоприятствуют низкие температуры, а протеканию эндотермических реакций $Q_p < 0$ — высокие температуры.

Зависимости (IX. 9) и (IX. 10) определяют лишь состояние уже наступивших химических равновесий при изменении температуры и давления, а не влияние температур и давлений на скорость реакции.

Скорость реакции определяется законом Аррениуса эмпирического происхождения, который в экспоненциальной форме выражается так

$$W = W_0 e^{-\frac{E}{RT}}, \qquad (IX.\ 11)$$

где E и W_0 — эмпирические коэффициенты, причем коэффициент W_0 зависит от давления.

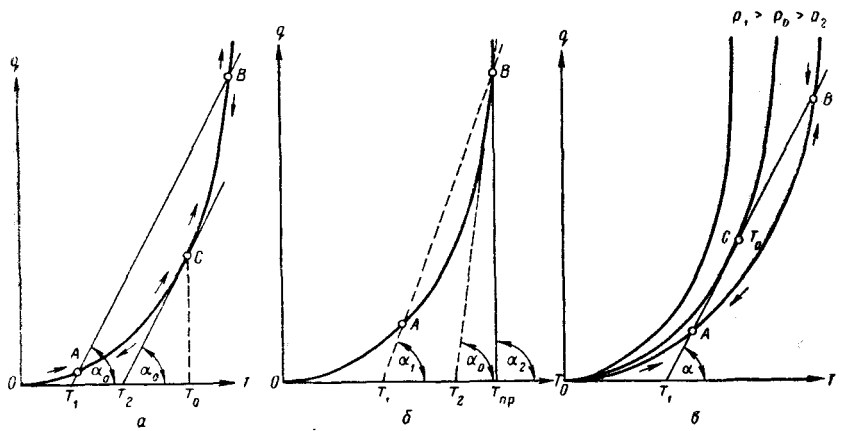

Рис. 27. Кривые скорости реакции горения в зависимости от температуры T и давления p.

Итак, скорость реакции в газовой среде зависит от температуры и давления реагирующих веществ. При комнатной температуре реакция в горючей смеси протекает очень медленно; поэтому можно считать, что смесь не реагирует, и ее температура равна температуре окружающей среды. По мере нагревания смеси увеличивается скорость реакции и при некоторой температуре уже становится заметной. Благодаря увеличивающемуся выделению тепла горючая смесь нагревается. Разность температур между смесью и окружающей средой обусловливается тепловыми потерями, которые увеличиваются с ростом температуры. Равновесие наступает, когда все выделившееся из реагирующей смеси тепло отводится в окружающую среду. При недостаточном отводе тепла происходит прогрессивный разогрев смеси, приводящий к самовоспламенению или взрыву.

Зависимость теплового выделения и тепловых потерь от температуры изображена на рис. 27,*а*. Интенсивность теплового выделения q выражается экспоненциальной кривой $OACB$, поскольку скорость изменяется в соответствии с законом Аррениуса.

Тепловые потери, согласно закону Ньютона, можно представить прямой линией с заданным углом наклона α. На рис. 27, *а* проведено две такие линии — T_1B и T_2C для разных температур окружающей среды. Стационарный режим реакции отвечает пересечению кривой тепловых выделений с прямой тепловых потерь в точках A и B. Возможны два стационарных режима — стабильный в точке A и неустойчивый в точке B. Точка C является критической. Незначительное превышение температуры T_0 вызывает прогрессирующий саморазогрев смеси, приводящий к самопроизвольному все большему возрастанию скорости реакции, т. е. к самовоспламенению. Температура T_0, превышение которой приводит к прогрессирующему разогреву смеси и возрастанию скорости реакции, называется температурой самовоспламенения. Таким образом, для воспламенения горючей смеси нет необходимости нагревать ее до температуры самовоспламенения T_0. Достаточно поднять температуру окружающей среды до T_2 T_0 (см. рис. 27, *а*) и выждать определенный период времени, необходимый для предпламенных реакций. Время, потребное для саморазгона предпламенной реакции, называется периодом индукции.

Период индукции зависит от температуры и состава горючей среды. При высоких температурах порядка 700° С и выше период индукции становится ничтожным и воспламенение происходит практически мгновенно.

Определяя температуру самовоспламенения T_0 в точке касания кривых теплового выделения и тепловых потерь *с*, заметим, что ее значение не является физической константой, а зависит от условий охлаждения горючей смеси. Для различных условий охлаждения (для различных наклонов прямой тепловых потерь, рис. 27, *б*) получаем различные значения температуры самовоспламенения. В предельных случаях, например, для совершенно изолированной горючей смеси, когда угол $\alpha \to 0$, точка касания приближается к абсолютной нулевой температуре и горючая смесь независимо от исходной температуры после некоторого периода индукции должна обязательно воспламениться. Для очень больших теплопотерь $\left(\alpha \to \frac{\pi}{2}\right)$ получаем в пределе вертикальную прямую $T_{\text{пр}}B$ (см. рис. 27, *б*), которая пересекает кривую тепловых выделений в одной только точке стабильной реакции B. Точка самовоспламенения в этом случае отсутствует, так как температура горючей смеси не может подняться вследствие интенсивного охлаждения.

Хорошая тепловая изоляция, способствующая самовоспламенению горючей смеси, осуществляется в природе в больших скоплениях газа. Интенсивное охлаждение и торможение реакции горения наблюдается в капиллярных трубках, в небольших пузырьках газа в пористом теле.

При заданной температуре окружающей среды и заданном законе тепловых потерь температура самовоспламенения смеси зависит также от давления. С повышением давления скорость реакции

увеличивается (рис. 27, *в*) и при определенном давлении p_0 кривая теплового выделения будет касаться прямой тепловых потерь. Это давление является давлением самовоспламенения для заданной температуры и заданных тепловых потерь.

§ 3. ГОРЕНИЕ ГАЗОВОГО ТОПЛИВА В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

В условиях пористой среды инертный скелет пористого тела поглощает значительную долю тепловых выделений и реакция горения происходит практически при постоянной температуре. Так, например, в 1 $м^3$ пористой среды пористостью $m = 0{,}2$, теплоемкость которой равна 500 *ккал*/$м^3$, при абсолютном давлении 10 *кГ*/$см^2$ содержится 2 $м^3$ горючей смеси метана с воздухом (при нормальных условиях), в том числе $\approx 0{,}2$ $м^3$ метана, максимальное тепловое выделение которого при полном сгорании составляет около 2000 *ккал*. Таким образом, после полного сгорания этой смеси температура пористой среды повысится всего лишь на 4° С.

Значит, в пористой среде не может быть существенного саморазогрева и самовоспламенения даже при полном отсутствии теплопроводных потерь. Скорость реакции в пористой среде почти строго соответствует температуре пористого тела. Поэтому нагревание извне пористого тела, насыщенного, например, гремучей смесью, не вызовет взрыва. Непрерывное горение в пористой среде на строго заданном температурном режиме можно осуществить, пропуская горючую смесь через нагретую зону пористого тела до заданной температуры. В этом случае горячая зона перемещается в направлении потока со скоростью конвективного переноса тепла u и в то же время интенсивность теплового выделения реакции горения соответствует температуре в рассматриваемом элементе объема среды. В зависимости от знака баланса теплового выделения и тепловых потерь горячая зона по пути перемещения охлаждается или разогревается, пока тепло полностью не сбалансируется. Скорость конвективного переноса фронта горячей зоны соответствует скорости фильтрации и теплоемкости продуктов горения, а скорость переноса тыла горячей зоны зависит от скорости фильтрации и теплоемкости горючей смеси. Поскольку в холодной зоне пористого тела реакция горения затухает, то горение в потоке в пористой среде не может повлиять существенным образом на скорость переноса фронта горячей зоны. В точках с одинаковыми температурами пористой среды на подступах и за фронтом горячей зоны реакция горения ввиду более высокой концентрации горючего в смеси и более высокого давления происходит значительно интенсивнее в тылу. Поэтому на подступах к горячей зоне тепловое выделение тормозит продвижение горячей зоны, а в определенных условиях, видимо, может привести к расширению горячей зоны против направления конвекции, что наблюдается иногда в лабораторных опытах. Однако расширение и увеличение объема горячей зоны пласта связано с дополнительными расходами тепла и приводит к увеличению теплопровод-

ных потерь, а следовательно, к торможению фронта горячей зоны и занижению эффективности тепловой обработки пласта. Поэтому для эффективной тепловой обработки пласта пригоден крутой температурный профиль горячей зоны с не очень высокой температурой в центре — 600—700° С.

Температура горячей зоны стабилизируется на уровне, при котором тепловое выделение балансируется теплоотводом. Выделение тепла зависит от расхода и теплотворной способности горячей смеси, т. е. от факторов, которые можно задавать и регулировать с поверхности. Таким образом, скорость перемещения горячей зоны задается расходом горячей смеси, а температура горячей зоны регулируется концентрацией горючего.

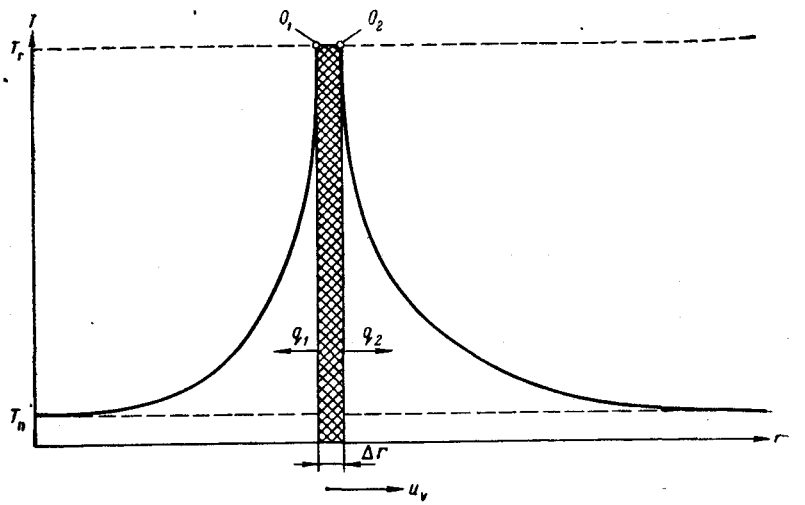

Рис. 28. Распределение температур в радиальном пласте вокруг передвижного стабильного очага горения.

Задача температурного поля значительно упрощается для случая установившегося температурного профиля горячей зоны пласта, когда тепловые потери компенсируются в каждом элементе объема, который перемещается в пористой среде со скоростью конвективного переноса тепла. Рассмотрим самый простой случай расширения кольцевой зоны горения в радиальном пласте, когда температура горения $T_г$ является постоянной (рис. 28). При небольшой толщине слоя горения Δr и большой мощности пласта h основной поток теплопроводных потерь движется в радиальном направлении. Пренебрегая тепловыми потерями через кровлю и подошву пласта, можно считать задачу квазиплоскорадиальной. Для радиального теплопроводного потока с постоянной температурой на фронте горячей зоны имеется точное решение (VII. 54). На основании этого решения теплопроводные утечки из стабильной кольцевой зоны

горения в двух направлениях (к центру и от центра) определяются формулой (VII. 59)

$$q_г = 8\pi h \lambda \frac{k^k}{(k-1)!} e^{-k} (T_г - T_п), \qquad (IX. 12)$$

где $q_г = 2q_1$ — мощность теплопроводных потоков равна, очевидно, мощности очага горения в *ккал/ч*; $T_г$ и $T_п$ — разность между начальной пластовой температурой и температурой в зоне горения.

Значение безразмерного параметра k зависит от темпов нагнетания горячей смеси и теплопроводности и аналогично (VII. 52)

$$k = \frac{c_i V_i}{4\pi h \lambda}, \qquad (IX. 13)$$

где V_i — расход горючей смеси; c_i — ее теплоемкость.

При больших значениях параметра k точную функцию (IX. 12) можно заменить более простым приближенным выражением (VII. 61), а именно

$$q_г \approx 10h\lambda \sqrt{k} (T_г - T_п). \qquad (IX. 14)$$

Погрешность определений по этой формуле для $k > 2$ не превышает 5%.

Соотношения (IX. 12) и (IX. 14) определяют расход тепла в узкой полосе горения. Если объем зоны горения нарастает, то потребуется дополнительный расход горючего на подогрев дополнительных объемов пласта.

Напомним, что объемная скорость конвективного нагревания пласта определяется формулой

$$u_V = \frac{c_i}{c_п} V_i = 4\pi h \lambda \frac{k}{c_п}. \qquad (IX. 15)$$

Разделив расход тепловой энергии (IX. 14) на объемную скорость нагревания пласта (IX. 15), получим удельный расход тепла на обработку единицы объема пласта или

$$Q_1 = \frac{0{,}8\, c_п (T_г - T_п)}{\sqrt{k}} = \frac{0{,}8 Q_{п_1}}{\sqrt{k}}, \qquad (IX. 16)$$

где Q_1 — удельный расход тепла в *ккал/м*^{3} пласта; $Q_{п_1}$ — удельный расход тепла на нагревание породы в *ккал/м*^{3}.

Из (IX. 16) можно сделать вывод, что на тепловую обработку расходуется тепла меньше, чем на сплошной нагрев пористой среды. Для $k = 4$ экономия тепловой энергии достигает 60%.

Для питания области горения достаточным количеством горючего необходимо, чтобы его теплотворная способность компенсировала теплопотери (IX. 12), а именно

$$q_г = p_i q_i V_i, \qquad (IX. 17)$$

где p_i — объемная доля горючего газа в смеси; q_i — теплотворная способность газа; V_i — расход смеси.

Приравнивая (IX. 14) и (IX. 17), находим

$$p_i = \frac{0{,}8\, c_i\, (T_г - T_п)}{q_i \sqrt{k}}. \qquad (IX.\ 18)$$

Так, для $q_i = 10\,000$ *ккал/м*^{3}, $c_i = 0{,}25$ *ккал/м*$^3 \cdot$ *град*, $T_г - T_п = 800°$ С и $k = 2$ получим $p_i = 0{,}011$, или 1,10%. А для различных условий тепловой обработки пласта передвижным очагом горения содержание метана в смеси составит 1—4%, что соответствует избытку воздуха в пределах от 2,5 до 10%.

Полученные простые закономерности дают лишь первое приближенное представление об основных характерных чертах передвижного очага горения в пористой среде. Процесс горения в пористой среде чрезвычайно сложен. Его дальнейшее аналитическое исследование на основе дифференциального уравнения (IX. 4) требует постановки опытных работ для более точного определения скорости реакции в пористой среде в зависимости от температуры, давления и ряда других факторов.

§ 4. ВОСПЛАМЕНЕНИЕ НЕФТЯНОГО ПЛАСТА

Исследователями предпринято уже много удачных попыток воспламенения нефти в пласте [57].

Как известно, для воспламенения горючего в пористом теле, например нефти или нефтепродуктов, необходимо подвести в поровое пространство кислород или воздух и нагреть пористую среду до температуры, при которой тепловое выделение преобладает над тепловыми потерями.

Лабораторные опыты зажигания модели нефтяного пласта [56] показали, что в процессе нагнетания в пласт воздуха и нагревания пористой среды из пористого скелета улетучивается почти вся жидкая нефть, а остатки гудрона превращаются в кокс раньше, чем достигается температура достаточно интенсивной реакции горения. Таким образом, основным топливом для тепловой обработки нефтяного пласта является остаточный нефтяной кокс (т. е. твердое топливо). Количество этого топлива в пласте зависит от свойств нефти; легкие нефти почти не оставляют кокса, и поэтому не удается воспламенить пласт с легкой нефтью.

Пригодными для воспламенения являются залежи тяжелой высокосмолистой нефти. Благодаря высокой дисперсности остаточного кокса в пористой среде тепловой режим процесса горения этого твердого топлива приближается к режиму горения газового топлива, при котором скорость реакции горения возрастает экспоненциально температуре, согласно закону Аррениуса (IX. 11). Область диффузионного горения будет находиться в пределах нереально высоких температур.

В отличие от газовой смеси, которая сгорает в основном на подступах к горячей зоне, кокс горит в области фронта.

Мощность очага горения определяется количеством остаточного кокса и скоростью конвективного переноса горячей зоны

$$q_г = m\varrho_i\gamma_i q_i u_V, \qquad \text{(IX. 19)}$$

где m — пористость; ϱ_i — коксонасыщенность; γ_i — объемный вес кокса; q_i — теплотворная способность кокса.

Разделив (IX. 19) на u_V, получим удельную мощность на единицу объема, после сопоставления которой с (IX. 16) можно определить установившуюся температуру горячего слоя

$$T_г - T_п \approx \frac{m\varrho_i\gamma_i q_i\sqrt{k}}{0{,}8\,c_п}. \qquad \text{(IX. 20)}$$

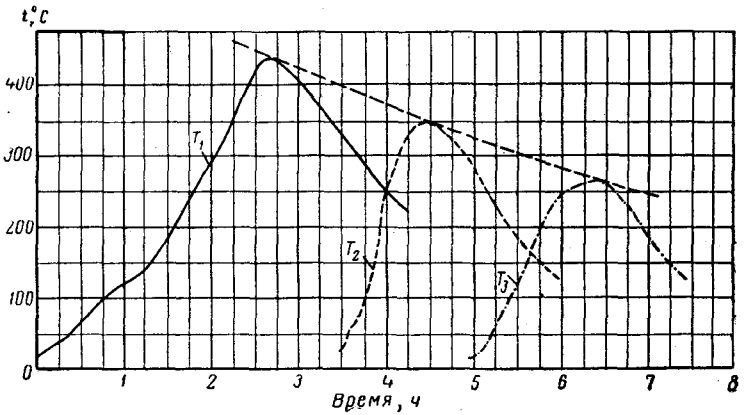

Рис. 29. Опытные температурные кривые, полученные при попытке воспламенения легкой нефти в песке.

Как видно, возможности регулирования температур при зажигании пласта весьма ограничены только в результате изменения параметра k (за счет темпов нагнетания). Так, для $m = 0{,}15$, $\varrho_i = 0{,}1$; $q_i = 8000$ *ккал/кг*; $\gamma_i = 1{,}5$; $k = 2$; $c_п = 0{,}25$ *ккал/кг*·°С получим $(T_г - T_п) = 630°$ С. Следовательно, для поддержания устойчивого очага горения в пласте коксонасыщенность должна составлять не менее 0,1. В подавляющем большинстве случаев пластовые нефти не дают такого количества кокса. Например, попытки воспламенения карпатских нефтей в пористой среде не увенчались успехом. На рис. 29 представлены опытные температурные профили передвижного очага горения в модели пласта месторождения Сходница, зарегистрированные термометрами T_1T_2 и T_3, расставленными по пути движения с равными интервалами. Оказывается, что очаг горения остывает по пути движения и, наконец, полностью затухает ввиду недостаточного количества горючего. Поддерживать процесс горения в данном случае можно или путем более интенсивного нагнетания воздуха, или путем добавки некоторого количества горючего газа к нагнетаемому воздуху.

ГЛАВА X

ГЕОТЕРМИЧЕСКАЯ КОНВЕКЦИЯ

Однородные жидкие или газовые массивы: атмосфера, моря и океаны, пластовые жидкости и газы, расплавленные магматические очаги и т. д. могут сохранять стабильное статическое равновесие в поле сил тяжести при наличии градиента температуры лишь в строго определенных термодинамических условиях. Нарушение этих условий приводит к зарождению теплоконвективных потоков, которые в ограниченных системах превращаются в круговую циркуляцию вещества. Такая циркуляция может вызывать определенные помехи при точных измерениях температур в стволе скважины, повлиять на однородность компонентного состава нефтяных и газовых залежей, обусловливать деятельность магматических очагов, способствовать подкоровым течениям и фазовым превращениям в верхней мантии и пр. Поэтому установление критерия механического равновесия текучих систем в поле сил тяжести представляет интерес для нефтепромысловой геологии и физики земных недр.

По распространенным представлениям однородная система находится в стабильном гидростатическом равновесии, когда плотность вещества возрастает с глубиной. Однако рассмотрение механического равновесия в геотермических условиях с позиций термодинамики показывает, что и в случае нарастания плотности с глубиной система также может находиться в нестабильном механическом равновесии. Это изменяет некоторые представления о геологических процессах в недрах земли.

§ 1. МЕХАНИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ В ПОЛЕ СИЛ ТЯЖЕСТИ

Границей между стабильным и нестабильным состояниями гидростатического равновесия в гравитационном поле является состояние астатического или безразличного равновесия, когда замена местами равных количеств вещества не требует внешней работы и не приводит к каким-либо термодинамическим изменениям внутри системы. Из этого определения нетрудно найти необходимые и достаточные условия существования астатического равновесия.

Вполне естественно, что термодинамические параметры вещества на заданном эквипотенциальном уровне в состоянии равновесия

будут сохранять постоянные значения. Следовательно, давления p, температуры T и объемный вес γ вещества, уравновешенного в поле тяжести, будут функцией одной только переменной глубины h. Из условия гидростатического равновесия вытекает уравнение

$$dp = \gamma\, dh. \qquad (X.1)$$

Это уравнение налагает известные ограничения на параметры p и γ, но еще недостаточные для определения состояния астатического равновесия.

При астатическом равновесии перенос вещества с одного эквипотенциального уровня на другой совершается без работы внешних сил (имеется ввиду медленное перемещение). Это возможно лишь в том случае, когда объемный вес вещества по пути следования точно соответствует объемному весу окружающей среды. В свою очередь объемный вес зависит от давления и температуры. Давление задается окружающей средой, значит для сохранения астатического равновесия перемещаемого вещества необходимо, чтобы его температура везде совпадала с температурой окружающей среды. Таким образом, дополнительным необходимым условием астатического равновесия будет отсутствие теплообмена при перемешивании системы, что возможно лишь в случае постоянной энтропии вещества во всем объеме системы. Запишем это уравнение так

$$dS = 0. \qquad (X.2)$$

Дифференциал энтропии выражается следующей термодинамической функцией

$$dS = \frac{c_p}{T}\, dT - A \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp, \qquad (X.3)$$

Здесь c_p — теплоемкость при постоянном давлении в *ккал/кг* · °С, v — удельный объем в *см*^{3}*/кг*; $A = 10^{-5} \cdot 2{,}34$ *ккал/кГ* · *см* — тепловой эквивалент механической энергии.

Учитывая (X .1) и (X. 2), получаем из (X. 3) градиент температуры для состояния астатического равновесия вещества в поле сил гравитации

$$\left(\frac{\partial T}{\partial h}\right)_{\text{а}} = \frac{A}{c_p}\frac{T}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p. \qquad (X.4)$$

Значение производной $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$, как правило, положительно. Таким образом, температура астатической системы в поле тяжести растет с ростом глубины погружения. Исключением является вода при температурах ниже 4° С, коэффициент температурного расширения которой отрицателен. Астатическое равновесие воды в этих условиях отличается падением температуры с глубиной.

При градиентах температуры, отличающихся от астатического (X. 4), система будет находиться в состоянии стабильного или не-

стабильного гидростатического равновесия. Так, если повышение температуры с глубиной будет меньше астатического, то после перемещения некоторого объема вещества вниз (в зону более высоких давлений) вследствие адиабатического сжатия оно окажется более нагретым, чем окружающая среда, а следовательно, и более легким. Принудительное перемещение вещества вверх (в зону пониженных давлений) ведет к падению его температуры ниже окружающей среды, т. е. к относительному росту его объемного веса. Значит, понижение температурного градиента по отношению к астатическому приводит к стабильному состоянию гидростатического равновесия системы.

В случае, когда повышение температуры с глубиной будет больше астатического, вещество после перемещения вниз окажется более холодным, более тяжелым, чем окружающая среда, и будет дальше погружаться ко дну системы, а после перемещения вверх станет более нагретым, более легким, чем окружающая среда, и будет всплывать на поверхность. Следовательно, повышение температурного градиента по отношению к астатическому приводит систему в состояние нестабильного гидростатического равновесия.

Таким образом, условия равновесия текучей системы в поле сил тяжести записываются в дифференциальной форме

а) условие стабильного или устойчивого равновесия

$$\frac{dT}{dh} < \left(\frac{dT}{dh}\right)_{\text{а}} \qquad \text{(X. 5а)}$$

б) условие астатического или безразличного равновесия

$$\frac{dT}{dh} \equiv \left(\frac{dT}{dh}\right)_{\text{а}} \qquad \text{(X. 5б)}$$

в) условие нестабильного или неустойчивого равновесия

$$\frac{dT}{dh} > \left(\frac{dT}{dh}\right)_{\text{а}}, \qquad \text{(X. 5в)}$$

где градиент $\left(\frac{dT}{dh}\right)_{\text{а}}$ определяется соотношением (X. 4).

Для газов, подчиненных уравнению состояния идеального газа,

$$pv = RT, \qquad \text{(X. 6)}$$

где R — газовая постоянная в *ккал/кг·°С* получаем

$$\frac{T}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = 1, \qquad \text{(X. 7)}$$

что после подстановки в (X. 4) дает

$$\left(\frac{dT}{dh}\right)_{\text{а}} = \frac{A}{c_p}. \qquad \text{(X. 8)}$$

Например, для воздуха при $c_p = 0{,}237$ *ккал/кг* · °С получаем из (X. 8) $\left(\frac{dT}{dh}\right)_а = 9{,}8$ *град/км*. Значит, стабильное равновесие сухого атмосферного воздуха возможно при условии $\frac{dT}{dh} <$ $< 9{,}8$ °С/*км*, что и наблюдается в природе.

Состояние реальных газов можно выражать уравнением

$$pv = zRT, \qquad (X.9)$$

где z — коэффициент, показывающий отклонение произведения pv реального газа от произведения pv идеального.

Выделив из (X. 9) частную производную удельного объема по температуре, получим

$$\left(\frac{dT}{dh}\right)_а = \frac{A}{c_p}\left[1 + \frac{T}{z}\left(\frac{\partial z}{\partial T}\right)_p\right]. \qquad (X.10)$$

В области невысоких давлений и температур значение производной $\left(\frac{\partial z}{\partial T}\right)_p$ положительно. В этих условиях реальный газ отличается бóльшим значением астатического градиента температур, т. е. большей стабильностью, чем идеальный газ. Однако в области высоких давлений производная $\left(\frac{\partial z}{\partial T}\right)_p$ меняет знак и значение астатического градиента температуры становится меньше, чем для идеального газа. Например, для метана при давлении $p = 100$ *кГ/см*^{2} и температуре $T = 300°$ К имеем $z = 0{,}86$ и $\left(\frac{\partial z}{\partial T}\right)_p = +0{,}00112$ или $\frac{T}{z}\left(\frac{\partial z}{\partial T}\right)_p = +0{,}39$. А при давлении $p = 700$ *кГ/см*^{2} и той же температуре $z = 1{,}455$, $\left(\frac{\partial z}{\partial T}\right)_p = -0{,}00093$ или $\frac{T}{z}\left(\frac{\partial z}{\partial T}\right)_p = -0{,}192$. В рассматриваемых условиях астатический градиент температуры в первом случае превышает на 39%, а во втором ниже значения для «идеального метана» приблизительно на 19%. В точке $\left(\frac{\partial z}{\partial T}\right)_p = 0$ получаем для метана при $c_p = 0{,}593$ *ккал/кг* · °С $\left(\frac{dT}{dh}\right)_а = 4$ °С/*км*, что в два с лишним раза меньше, чем для воздуха и примерно в 6 раз меньше, чем для условия постоянной плотности газа с глубиной.

Формулу (X. 4) для жидкостей удобнее выразить через коэффициент температурного расширения β_T

$$\left(\frac{dT}{dh}\right)_а = \frac{A}{c_p} T \beta_T, \qquad (X.11)$$

где

$$\beta_T = \frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p. \qquad (X.12)$$

Так, для нефтей и нефтепродуктов можно принять $c_p \approx 0{,}5$ *ккал/кг* · °С; $\beta_T \approx 10^{-3}$ *град*$^{-1}$. Тогда $\left(\frac{dT}{dh}\right)_а \approx 1{,}4$ °С/*км*.

Для воды при температуре 20° С $c_p = 1$ *ккал/кг* · °С и $\beta_T = 0{,}21 \cdot 10^{-3}$ *град*$^{-1}$, или $\left(\frac{dT}{dh}\right)_a \approx 0{,}15$ *град/км*.

Вода при температуре —4° С характеризуется отрицательным значением астатического градиента температуры. На глубинах океанов наблюдается стабильное состояние гидростатического равновесия воды при понижении температуры с глубиной в пределах от 4 до 0° С.

Сопоставляя конкретные значения градиентов температуры состояния астатического равновесия для реальных жидкостей и газов с геотермическими градиентами в земной коре Γ порядка 30 *град/км*, заметим, что первые намного ниже геотермических или

$$\left(\frac{dT}{dh}\right)_a \ll \Gamma. \qquad (X.13)$$

Таким образом, в соответствии с условием (X. 5б) в недрах земли не может существовать стабильное гидростатическое равновесие. Любое реальное вещество в текучем состоянии при наличии геотермического градиента температуры в поле сил тяжести обладает тенденцией к самопроизвольному конвективному движению. Зародившееся движение продолжается до тех пор, пока начальный температурный градиент не снизится до астатического. Однако при постоянном подтоке тепла из недр земли величина астатического градиента температуры может не достигаться и геотермическая конвекция переходит в стационарную циркуляцию.

§ 2. ЦИРКУЛЯЦИЯ В СТВОЛЕ СКВАЖИНЫ

Рассмотрим геотермическую циркуляцию столба воды в вертикальном стволе скважины. После заполнения ствола скважины холодной водой с поверхности восходящий поток образуется около стенок скважины; в более холодном стержне вода стекает вниз. При заполнении скважины снизу теплой водой, притекающей из пласта, конвективный восходящий поток образуется в стержне столба воды, а при стенках скважины вода стекает вниз. С течением времени конвективное движение развивается в стационарный циркуляционный поток. В этом состоянии температура воды в заданной точке не зависит от времени. Средний перепад температур ΔT между восходящим и нисходящим потоками взаимосвязан с интенсивностью циркуляции воды. В глубоких скважинах можно пренебрегать влиянием граничных участков. Тогда разность статических давлений Δp между восходящим и нисходящим столбами воды будет пропорциональна разности объемных весов воды или перепаду температур ΔT

$$\Delta p \approx \Delta\gamma_{ср} h = \gamma_{ср}\beta_T \Delta T h, \qquad (X.14)$$

где $\gamma_{ср}$ и $\Delta\gamma_{ср}$ — средний объемный вес воды в скважине и средняя разность весов восходящего и нисходящего потоков в *кГ/см*^{3}; β_T — коэффициент температурного расширения воды в *град*$^{-1}$; h — глубина скважины в *см*.

С другой стороны, перепад давлений Δp погашается гидравлическими сопротивлениями потоков. Пусть сечения внутреннего и внешнего потоков распределяются таким образом, что их гидравлические сопротивления равны между собой. Тогда на движение внутреннего потока расходуется половина перепада давления или $0{,}5\Delta p$. Приравнивая движение внутреннего потока трубному течению, можно воспользоваться известной приближенной формулой из трубной гидравлики

$$0{,}5\,\Delta p \approx 0{,}03\,\frac{h}{d}\,\frac{\gamma_{ср}}{2g}\,\frac{G^2}{F^2}, \qquad (X.15)$$

где d — диаметр внутреннего потока в *см*; $g = 981$ *см/сек*^{2} — ускорение силы тяжести; G — расход воды в *см*^{3}*/сек*; F — площадь сечения внутреннего потока.

Сопоставляя (X. 14) и (X. 15), получаем

$$\frac{\Delta T}{G} = \frac{0{,}48}{g}\,\frac{G}{\pi^2 d^5 \beta_T}. \qquad (X.16)$$

Интенсивность охлаждения восходящего потока может быть выражена двумя различными соотношениями. Первое соотношение соответствует понижению температуры потока по пути движения

$$\frac{dQ}{dh} = c_p\,\gamma_{ср}\,G\,(\Gamma - \Gamma_a), \qquad (X.17)$$

где Q — теплоотдача в окружающую среду в *ккал/сек*; Γ — геотермический градиент температуры в *град/см*; Γ_a — градиент температуры для астатического равновесия в *град/см*; c_p — теплоемкость в *ккал/кг* · °С.

Если рассматривать внутренний поток как трубный, то его тепловые потери через наружные стенки будут определяться формулой

$$\frac{dQ}{dh} \approx \pi\,d\,\alpha\,\frac{\Delta T}{2}, \qquad (X.18)$$

где α — коэффициент теплоотдачи в *ккал/см*^{2} · *сек* · °С.

Приравнивая (X. 17) и (X. 18), находим

$$\frac{\Delta T}{G} = \frac{2c_p\,\gamma_{ср}\,(\Gamma - \Gamma_a)}{\pi\,d\,\alpha}. \qquad (X.19)$$

Из (X. 16) и (X. 19) получаем следующие оценочные формулы

$$G = 4{,}25\,\pi\,g\,\frac{\beta_T}{\alpha}\,\gamma_{ср}\,(\Gamma - \Gamma_a)\,c_p\,d^4; \qquad (X.20а)$$

$$\Delta T = 8{,}5\,g\,\frac{\beta_T}{\alpha^2}\,\gamma_{ср}^2\,(\Gamma - \Gamma_a)^2 c_p^2 d^3. \qquad (X.20б)$$

Так, принимая для воды $c_p = 1$ *ккал/кг* · ° С, $\gamma_{ср} = 10^{-3}$ *кГ/см*^{3}, $(\Gamma - \Gamma_а) = 3 \cdot 10^{-4}$ *град/см*; $\beta_T = 2{,}1 \cdot 10^{-4}$ *град*$^{-1}$; $\alpha = 3600$ *ккал/м*^{2} · *ч* · °С $= 10^{-4}$ *ккал/см*^{2} · *сек* · °С; $d = 10$ *см*, получаем по расчетным формулам (X. 20) $G = 81{,}5$ *см*^{3}*/сек* и $\Delta T = 0{,}02°$ К. Средняя скорость восходящего потока, соответствующая этому расходу воды, равна $w = 1{,}04$ *см/сек* ≈ 900 *м/сутки*. Как видно, скорость геотермических конвективных потоков в стволе скважины достигает значительных величин, что может внести определенные погрешности в измерения притока глубинными дебитомерами, особенно в малодебитных скважинах. Однако погрешности измерений геотермического градиента на участках, отдаленных от забоя и уровня воды в скважине, ограничиваются сотыми долями градуса. Более интенсивных тепловых эффектов вследствие геотермической циркуляции можно ожидать в стволах нефтяных и газовых скважин.

Расход циркуляционного потока в стволе скважины зависит, в первом приближении, от диаметра скважины в четвертой степени, а перепад температур между восходящим и нисходящим потоками — в третьей степени. Поэтому в каналах больших размеров, например в кратерах аварийных скважин или вулканов, наблюдается весьма интенсивная геотермическая конвекция. В этом случае перепад температур между восходящим и нисходящим потоками возрастает, а температуры на забое кратера $T_з$ и у поверхности $T_п$ мало отличаются.

§ 3. ЦИРКУЛЯЦИЯ В ЗАКРЫТОЙ ЗАЛЕЖИ

Самопроизвольное возникновение конвективной циркуляции в недрах земли — неизбежное следствие нестабильного состояния равновесия жидкостей и газов в геотермодинамических условиях. Случайная асимметрия теплового поля, вызванная, например, флюктуационным характером теплового движения, дает начало конвективному движению, которое постепенно развивается по схеме обратной связи. Начальное смещение усиливает асимметрию теплового поля, асимметрия поля усиливает конвекцию и т. д. С течением времени образуется стационарный циркуляционный поток, параметры которого в любой наблюдаемой точке системы не зависят от времени. Скорость циркуляции зависит прямо пропорционально от перепада температур между восходящим и нисходящим потоками и проницаемости коллектора.

Так, геотермодинамический напор циклической конвекции в газовой среде будет

$$\Delta p \approx \gamma_{ср} \frac{\Delta T}{T} h. \qquad (X.\,21)$$

Скорость фильтрации в пористой среде определяется законом Дарси

$$w = \frac{k}{\mu} \frac{dp}{dl}, \qquad (X.\,22)$$

где k — проницаемость среды в *д*; μ — вязкость жидкости в *спз*; l — путь фильтрации в *см*.

Пусть $l = 4h$. Это означает, что горизонтальные и вертикальные участки циклического пути конвекции одинаковы. Тогда из (X. 21) и (X. 22) получим в первом приближении скорость циркуляции газа в пласте

$$w \approx \frac{1}{4} \frac{k}{\mu} \gamma_{ср} \frac{\Delta T}{T}. \qquad (X. 23)$$

Обычно в сводовой области залежи температура выше, чем на периферии. Поэтому восходящий конвективный поток концентрируется в центре залежи и замыкается через периферию. Возникновению именно такого направления циркуляции газа способствует вначале асимметрия теплового поля в залежи, возникающая благодаря анизотропной теплопроводности наклонно залегающих осадочных пород. Геотермическая циркуляция газа усиливает концентрацию теплового поля в сводовой части залежи. Свод нагревается интенсивнее, вследствие чего геотермический градиент лежащих выше пород увеличивается, а геотермический градиент в пределах газоносного интервала понижается. Установившиеся перепады температур между ветками циркуляционного потока достигают значительных размеров. По фактическим данным (Шебелинское газовое месторождение) эти перепады температур достигают значений от 6 до 9° С. При таких перепадах температур, проницаемости коллектора $k = 0{,}006$ *д*, вязкости газа $\mu = 0{,}015$ *спз* и $\gamma_{ср} = 0{,}2 \times 10^{-3}$ *кГ/см*^{2} получим по формуле (X. 3) значение скорости фильтрации $w = 0{,}6 \cdot 10^{-6}$ *м/сек* $= 20$ *м/год*. Принимая длину пути замкнутой конвекции равной 4 *км* при высоте этажа нефтеносности 1 *км*, заметим, что полный цикл совершается в течение примерно 200 *лет*.

Таким образом, за геологический период существования залежи ее содержимое совершает тысячи полных циклов конвективного перемешивания, вследствие чего состав газа во всей залежи становится исключительно однородным без ощутимых следов гравитационной сегрегации. Если залежь расчленяется на изолированные блоки, то в каждом блоке возникает независимый замкнутый конвективный поток, что нетрудно обнаружить на карте температурных изолиний на площади среднего горизонтального среза ловушки.

§ 4. ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ МАГМАТИЧЕСКИХ ОЧАГОВ

Объяснение многих тектонических процессов, происходящих в земной коре, значительно облегчается предположением о существовании подкоровых течений. Основной причиной таких течений считается гипотетическая асимметрия теплового поля Земли, т. е. существование более и менее нагретых областей, а следовательно, наличие горизонтальной составляющей градиента температур. Однако измерения те-

плового потока земной коры в мировом масштабе не подтверждают этой гипотезы. Горизонтальные составляющие тепловых потоков оказались ничтожно малыми и вряд ли могут быть основной причиной ощутимого течения чрезвычайно вязких магматических масс. Таким образом, возможность подкоровых течений, по существу, ничем не доказана.

С другой стороны, геотектонические процессы объясняются просто предположением о фазовых превращениях в верхней мантии, связанных с изменениями объемов вещества. Фазовые превращения протекают в определенных термодинамических условиях с выделением или поглощением тепла. Это приводит к нарушению этих условий — к затуханию процесса. Поэтому для поддержания процесса фазовых превращений в больших масштабах требуется постоянно действующий источник, восстанавливающий необходимые для заданной реакции температуры и давления. Наличие такого источника также не доказано.

Подкоровые течения и фазовые превращения в мантии объясняются просто условиями нестабильного механического равновесия вещества в недрах земли. Вследствие нестабильного состояния гидростатического равновесия в геотермодинамических условиях в мантии зарождаются подкоровые течения, которые постепенно развиваются в стационарные циркуляционные теплоконвективные потоки. Вполне очевидно, что ввиду очень высокой вязкости среды такая циркуляция совершается чрезвычайно медленно. Вместе с тем циркуляция усиливает в значительной мере асимметрию земного теплового поля, поэтому изучение характера этого поля по всей планете может помочь объяснить геометрию подкоровых течений.

Здесь ограничиваемся рассмотрением частного случая — изучением деятельности расплавленных магматических очагов. Наличие таких очагов в земной коре и верхней мантии подверждается вулканической деятельностью. Объемы магматических очагов, как указывает А. Ритман в книге «Вулканы и их деятельность», измеряются тысячами и сотнями тысяч кубических километров. Так, объем очага вулкана Этны оценивают в 3000 $км^3$. Объем очага вулкана Мануа-Лоа оценивается по меньшей мере в 200 000 $км^3$. А. Ритман считает, что «такой гигантский очаг едва ли мыслим внутри симатической земной коры Тихого океана. Поэтому мы должны заключить, что Мануа-Лоа питается непосредственно из подкоровой магматической зоны ...». Весьма вероятно наличие закрытых (без выхода на поверхность) крупных расплавов на больших глубинах, по крайней мере, до глубин расположения самых глубоких эпицентров землетрясений — до 700 *км*.

Ввиду больших размеров магматических очагов конвективная циркуляция, возникающая в них в результате нестабильности гидростатического равновесия, стремительно развивается и приводит, с одной стороны, к существенному выравниванию температур по вертикали, а с другой стороны, — к значительной дифференциации температурного поля в горизонтальной плоскости. Температура

в своде очага существенно повышается, в подошве понижается. Поскольку конвективный перенос тепла в этих условиях явно преобладает, можно в первом приближении пренебрегать влиянием теплопроводных потоков внутри очага. Пусть объем расплава определяется цифрой 100 000 *км*^{3}, высота $h = 100$ *км*, средний диаметр $d = 12$ *км*, геостатический перепад температур в окружающей среде между верхней и нижней точками расплава $\Delta T = 1600°$ С. В предельном случае, при отсутствии теплопроводных потоков внутри циркулирующей массы, температура в кровле повысится, а в подошве понизится почти на половину геостатического перепада температур примерно 800° С. Такие примерно значения перепадов температур наблюдаются между выбрасываемой из недр вулканической лавой и температурой на поверхности земли. Следствием образовавшихся перепадов температур является усиление подтока тепла к основанию очага в сотни и тысячи раз по сравнению со стационарным геотермическим тепловым подтоком; сильное нагревание и плавление свода очага; нарушение термодинамического равновесия в среде многокомпонентного расплава. Тугоплавкие компоненты раствора, охлаждаясь, могут перейти в твердую кристаллическую фазу и, нагружая нисходящую часть циркуляционного потока, усиливать циркуляцию и выпадать на дне очага. То же может произойти и с тугоплавкими компонентами расплавляемого свода. Поскольку на дне очага накаливается тугоплавкая фаза, то остаток расплава становится все более легким и текучим.

По мере плавления свода постепенно увеличивается объем каверны магматического очага и в то же время объем самого расплава. Однако объем расплава растет быстрее за счет приращения объема вещества при плавлении. Дополнительное приращение объема расплава в закрытой каверне погашается упругим сжатием всей жидкой массы расплава. Таким образом, с течением времени среднее давление в очаге неизбежно нарастает до предела прочности твердых стенок каверны. Затем следует разрыв стенок и разгрузка избыточного давления в расплаве, что ощущается на поверхности земли как землетрясение. После разгрузки давления цикл плавления свода и накопления избыточного давления в расплаве повторяется снова до следующей разгрузки и землетрясения и т. д.

Так как плотность расплава меньше, чем плотность окружающего нерасплавленного материала, то геостатический градиент давления в расплаве меньше, чем в окружающей среде. Поэтому максимальный избыток давления сосредоточен в верхней части очага и именно здесь следует ожидать разрыв каверны. В то же время разрыв материала мантии возможен лишь в том случае, когда темпы накопления избыточного давления превышают скорость объемной пластической деформации стенок каверны очага. Б. Гутенберг [10] указывает, что «в большинстве сейсмоактивных зон относительно сильные толчки следуют один за другим с интервалами порядка 100 или 10 лет, тогда как время релаксации в процессах течения магмы имеет порядок примерно 1000 лет». Таким образом, избыточное давление в магмати-

ческом очаге, которое накапливается в течение интервала не свыше 100 лет, не может заметно уменьшаться в результате протекания процесса вязкого течения нерасплавленной магмы.

Циклические процессы, совершающиеся в магматическом очаге от землетрясения к землетрясению, приводят к постепенному перемещению расплава к поверхности земли и в конечном итоге при благоприятных условиях — к образованию открытого вулканического извержения. По пути перемещения расплава вверх растет его объем, а следовательно, и его сейсмическая активность. Анализы частоты, интенсивности и силы землетрясений, приведенные во многих монографиях, показывают, что частота и интенсивность землетрясений действительно существенно затухают с глубиной погружения эпицентра, что совпадает с выводами, вытекающими из излагаемой гипотезы.

Средняя энергия, высвобождаемая при землетрясении, оценивается в 10^{23} *эрг*. Такая энергия в виде энергии упругого сжатия должна накаливаться в расплаве до момента его разрядки. В первом приближении энергия упругого сжатия, высвобождаемая при относительно малом скачке давления, определяется формулой

$$\Delta W = g \beta V p \Delta p, \qquad \text{(X. 24)}$$

где ΔW — энергия в *эрг*; V — объем расплава в $см^3$; p — среднее давление в расплаве в $кГ/см^2$; Δp — падение давления при разгрузке в $кГ/см^2$; β — средний объемный коэффициент упругого сжатия расплава при давлении p в $см^2/кг$.

Так, для $V = 10^5$ $км^3 = 10^{20}$ $см^3$, $\beta = 0{,}5 \cdot 10^{-6}$ $см^2/кг$, $p = 10^5$ $кг/см^2$, энергия разрядки $\Delta W = 10^{23}$ *эрг* достигается при перепаде давлений всего лишь на $\Delta p = 20$ $кГ/см^2$. При этом объем каверны увеличивается на 1 $км^3$ ($\approx$0,001% от первоначального объема). Полученные цифры, по-видимому, отображают в определенной мере реальные соотношения. Объемы извергаемой лавы часто измеряются в кубических километрах. Небольшой перепад давлений при разрядке расплавленного очага обусловлен, возможно, небольшой прочностью на разрыв магматического тела.

В момент разрядки магматического очага в точке разрыва каверны образуется депрессия давления и в самом расплаве возникает бегущая волна депрессии, которая, отражаясь от стенок каверны, должна налагать на сейсмограмму свой индивидуальный затухающий спектр в зависимости от размеров и формы каверны. Детальное изучение таких спектров может оказаться полезным для идентификации и оценки габаритов магматических очагов.

Приведенные примеры иллюстрируют лишь некоторые следствия геотермической конвекции в недрах планеты.

ГЛАВА XI

ПУТИ ПРАКТИЧЕСКОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ТЕПЛОВЫХ ЯВЛЕНИЙ В ЗЕМНОЙ КОРЕ

§ 1. ГЕОТЕРМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Средняя температура земной поверхности около 15° С [10]. Колебания температуры на поверхности проникают в землю на ограниченную глубину. Суточные колебания затухают на глубине около 1 *м*, а годичные на глубинах примерно 15—20 *м*. Этот уровень называют нейтральным. Ниже нейтрального слоя температура земной коры практически постоянна во времени и нарастает с глубиной, что свидетельствует о наличии теплопроводного потока от центра к поверхности земли. Мощность этого потока в среднем равна $\approx 1{,}2 \cdot 10^{-6}$ *кал/см*^{2} · *сек* [10]. Если подсчитать теплопроводный расход тепла всего земного шара, то получим ≈ 6 млрд. *ккал/сек*. Для получения такого потока тепла необходимо сжигать около 50 млрд. *м*^{3} метана за сутки.

Благодаря простой зависимости между мощностью параллельного теплопроводного потока q, теплопроводностью λ и градиентом температуры Γ

$$q = \lambda \Gamma \qquad \text{(XI.1)}$$

можно оценить значение теплопроводности горных пород по измеренному градиенту температуры, если уверены в том, что характер теплового потока стационарен, т. е. $q = \text{const}$.

В однородной толще горизонтально залегающих осадочных пород геотерма стационарного теплопроводного потока в системе координат $[T, h]$, где T — температура, h — глубина, представляется прямой линией с наклоном, соответствующим значению градиента температуры Γ. При чередовании горизонтальных пластов с различными коэффициентами теплопроводности геотерма стационарного потока будет слагаться из прямолинейных отрезков с различными углами наклона (с различными градиентами температуры). Чем хуже теплопроводность данного пласта, тем больше значение градиента Γ.

Отклонения геотермического потока от его стационарного состояния свидетельствуют о происходящих и происшедших уже событиях, повлиявших на состояние потока. Причинами, нарушающими стационарность геотермического потока, могут оказаться колебания

температуры на поверхности или в недрах земли, конвективный перенос тепла при миграции жидкостей и газов, химические процессы в недрах земли и др.

Периодические колебания температуры на поверхности земли убывают с глубиной по экспоненциальному закону и запаздывают по пути распространения, напоминая движение быстро затухающих волн. В первом приближении амплитуда колебаний температуры на глубине h и запаздывание ее экстремальных значений могут быть вычислены по следующей известной формуле плоской гармонической [37] температурной волны

$$\Delta T = \Delta T_0 e^{-2\pi \frac{h}{h_0}} \sin 2\pi \left(\frac{t}{t_0} - \frac{h}{h_0} \right), \qquad \text{(XI. 2)}$$

причем длина теплопроводной волны

$$h_0 = 2\sqrt{\pi a t_0}, \qquad \text{(XI. 3)}$$

где t_0 — период колебаний температур; ΔT_0 — амплитуда температуры на поверхности; a — коэффициент температуропроводности; h — глубина; t — время.

Амплитуда температуры затухает с глубиной по формуле

$$\Delta T_{\text{по}} = \Delta T_0 e^{-2\pi \frac{h}{h_0}}. \qquad \text{(XI. 4)}$$

Хотя сходство между волновым движением и распределением периодических колебаний температуры кажется формальным, так называемые температурные волны подчиняются законам суперпозиции, преломления, отражения волн и пр.

На глубине полуволны $h_0/2$ амплитуда температуры затухает до 4,3% первоначального значения и запаздывает по времени на половину периода $t_0/2$. Ниже глубины полуволны колебания температуры становится трудно заметить. Например, на глубине, равной длине волны, амплитуда температуры затухает до 0,2% своего значения на поверхности, практически исчезает.

Так, для температуропроводности $a = 0{,}005$ *м*^{2}/*ч* при суточном цикле колебаний температуры $t_0 = 24$ *ч* длина температурной волны равна в соответствии с формулой (XI. 3) $h_0 = 1{,}2$ *м*. Значит, в случае суточных колебаний температуры на поверхности порядка $\pm 10°$ С заметим на глубине 60 *см* колебания температуры $\pm 0{,}4 \div \pm 0{,}5°$ С, причем максимальная температура на этой глубине будет ночью и минимальная днем.

Для годичного температурного цикла получаем для принятой температуропроводности длину волны $h_0 = 23$ *м*. Если годовая амплитуда колебаний температуры равна $\pm 20°$, то на глубине примерно 11,5 *м* будем замечать колебания $\pm 0{,}8°$ С $\div \pm 0{,}9°$ С, причем теплее будет зимой.

Вследствие чрезвычайно медленного распространения тепла в земной коре геотермические кривые сохраняют в течение длительного времени информацию о давно происшедших событиях, что может представлять интерес для геологов, изучающих историю теплового режима земли, связанного, например, с периодическими изменениями климата, вертикальными колебаниями земной коры, перемещениями полюсов холода и пр. Так, изменения климата Земли с периодом 1 млн. лет могут быть обнаружены на глубине около 10 *км* спустя 0,5 млн. лет после экстремального значения температуры на поверхности.

Кроме колебаний температуры на поверхности, сильное влияние на формирование теплопроводных потоков в земной коре оказывают структурные формы и тектонические процессы. Таким образом, тепловое поле Земли может быть использовано также и в качестве геологопоискового признака.

В этой связи ниже излагаем основные представления, принимаемые в основу интерпретации геотермического поля, а также некоторые новые решения для использования в области геотермических исследований.

ПОИСКИ ГЛУБИННЫХ СТРУКТУР

Геотермический тепловой поток сохраняет вертикальное направление лишь при горизонтальном залегании осадочных пород. При наклонном залегании отмечаются заметные нарушения теплового поля вследствие анизотропии осадочных пород. Теплопроводность пород по напластованию всегда больше, чем вкрест напластования, поэтому теплопроводные потоки приобретают тенденцию к течению по напластованию. В результате этого в сводах антиклинальных структур интенсивность теплопроводных потоков нарастает; антиклинальные структуры как бы фокусируют тепловой поток. На этом основании тепловое поле используется, правда еще в недостаточной мере, как поисковый признак [16], [30] для выявления глубинных структурных элементов.

Имеется некоторая формальная аналогия между теплопроводным и световым потоками. Теплопроводный поток, «просвечивая» весь осадочный комплекс пород, дает на горизонтальных «экранах» неглубоко залегающих пластов изображения более глубоких структурных элементов. Своды складок отмечаются обычно повышением температуры и геотермического градиента. Карты изогеоградиентов, построенные геологом УкрНИГРИ Думанским С. Г. [15] для карпатских регионов, показывают, что геотермический градиент на сводах структур в полтора-два раза выше, чем на периферии. Изолинии градиентов температуры на небольших глубинах в интервале 500—1000 *м* хорошо воспроизводят структурные формы залежей на больших глубинах порядка 3000—4000 *м*. По картам изоградиентов температуры можно обнаружить также крупные тектонические нарушения, соляные штоки и пр. Видимо и глубина залегания кристаллического фундамента будет отражаться на региональных

картах изоградиентов температур. По таким картам можно делать пока только качественные выводы. Количественные выводы по температурным картам можно делать по данным аналитических исследований различных случаев теплопроводного «просвечивания» земного покрова.

В качестве простейшего примера аналитического подхода к проблемам температурного поля Земли рассмотрим случай вертикального взброса. Если расстояние L между плоскостями разрыва велико или $L \gg h_0$, где h_0 — амплитуда взброса, то охлаждение поднятых масс горных пород будет определяться в основном температурой на поверхности Земли. Задача приводится к случаю полуограниченного стержня с заданным геотермическим распределением температур в начальный момент времени $T_0(h) = T_0 + \Gamma h$. После поднятия блока на высоту h_0 и размыва приподнятой части до уровня земли вступает в силу новое граничное условие $T(h_0) = T_0 = \text{const}$. Решение этой задачи имеет следующий вид

$$T(h) = T_0 + \Gamma(h_0 + h) - \Gamma h_0 \operatorname{erfc}\left(\frac{h}{2\sqrt{at}}\right). \qquad \text{(XI. 5)}$$

Из (XI. 5) вытекает три важных количественных вывода — глубина $h_н$, ниже которой охлаждение пород с поверхности практически не нарушает первоначального геотермического градиента распределения температур, может быть найдена из соотношения $h_н \approx 4\sqrt{at}$; касательная к геотерме в точках на глубине $h \geqslant h_н$ пересекается с абсциссой T на уровне нейтрального слоя в точке $T_0 + \Gamma h_0$, которая соответствует первоначальной геотермической температуре в этом слое; фактический геотермический градиент на уровне нейтрального слоя определяется формулой $\Gamma\left(1 + \frac{h_0}{\sqrt{\pi at}}\right)$. Например, для $\Gamma = 0{,}03$ *град/м*, $h_0 = 1000$ *м*, $a = 0{,}002$ *м²/ч* через 100 000 лет от момента взброса первоначальный градиент может быть обнаружен на глубине $h_н = 4\sqrt{0{,}002 \cdot 100\,000 \cdot 8760} = 5000$ *м*, а градиент температуры на уровне нейтрального слоя будет $\left[1 + \frac{1000}{5000}\frac{4}{\pi}\right]\Gamma \approx$ $\approx 1{,}5\,\Gamma$, т. е. около 50% выше первоначального. Данный пример иллюстрирует возможности аналитических методов в области геологических исследований.

Кроме перемещений больших масс осадочных пород, на характер теплопроводных потоков оказывают влияние периодические изменения климата, конвективный перенос тепла мигрирующими массами жидкости и газа, термические реакции, происходящие в недрах земли, и т. д., о чем будет сказано дальше.

Для геотермических исследований важное значение имеют глубинные измерения истинного теплового поля Земли. В стволе скважины первоначальное состояние поля в той или иной мере нарушается. Замеры геотермического градиента в скважинах, работающих длительное время, обычно не дают точных результатов, поэтому

ответственные измерения проводят, как правило, перед вводом скважины в эксплуатацию. При этом следует дождаться восстановления естественного поля после окончания бурения скважины. Обычно после прекращения циркуляции глинистого раствора скважину выдерживают перед замерами несколько суток в покое. Однако единственным способом проверки наличия восстановленного температурного поля в скважине является пока повторное измерение температуры, например, через несколько суток после первого замера. И только при повторении результатов можно считать их удовлетворительными.

ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ИЗМЕНЕНИЯ КЛИМАТА

В течение геологических периодов может изменяться среднегодовая температура на поверхности Земли по разным причинам, например вследствие перемещения полюса холода, погружения суши под уровень моря (или отступления морей), по причинам, возникающим за пределами земного шара и пр.

Поскольку изменения климата охватывают обычно большие площади земной поверхности, то вызываемые ими теплопроводные потоки в земном покрове можно считать в первом приближении вертикальными. В случае скачкообразного изменения среднегодовой температуры на ΔT_0 неустановившаяся температура в недрах будет соответствовать известной нам формуле (XI. 5), в которой на место произведения $h_0\Gamma$ поставим ΔT_0

$$T(h) = T_0 + h\Gamma \pm \Delta T_0 \operatorname{erfc} \frac{h}{2\sqrt{at}}. \qquad \text{(XI. 6)}$$

Отрезок ΔT_0 отсекается продолжением прямой геотермической температуры на глубине, где влияние температурных возмущений с поверхности затухает. Однако следует иметь в виду, что соотношение (XI. 6) справедливо для однородных и горизонтально залегающих пород. В случае неоднородных горизонтальных пород удобнее пользоваться уравнением теплопроводного потока, которое вытекает из (XI. 6)

$$q_\lambda = \lambda \left[\Gamma \pm \frac{\Delta T_0}{\sqrt{\pi at}} e^{-\frac{h^2}{4at}} \right], \qquad \text{(XI. 7)}$$

где λ — теплопроводность пород.

Для нейтрального слоя ($h = 0$) имеем

$$\frac{q_\lambda}{\lambda} = \Gamma + \frac{\Delta T_0}{\sqrt{\pi at}}. \qquad \text{(XI. 8)}$$

Отметим, что для принятых раньше параметров по истечении миллиона лет после установления нового климата еще нетрудно обнаружить разницу между текущим (XI. 8) и стационарным ($h = 5000$ *м*) теплопроводными потоками, поскольку она больше 20%.

В случае негоризонтального залегания пород при наличии структурных форм и тектонических нарушений геотермическое исследование по формулам (XI. 7) и (XI. 8) следует проводить на основании данных о теплопроводных потоках, усредненных на достаточно больших площадях, охватывающих области как интенсивных, так и разреженных теплопроводных потоков.

Стационарное состояние геотермического поля можно установить по данным измерений геотермического градиента и теплопроводности горных пород. В стационарном тепловом потоке соблюдается условие

$$q_{ст} = \lambda(h)\, \Gamma(h) = \text{const}. \qquad \text{(XI. 9)}$$

Исследование стационарного и неустановившегося теплового поля мерзлых земных слоев дает ценные качественные и количественные материалы об истории больших участков земной поверхности. Например, обнаруженная под дном арктических морей (море Лаптевых, Восточно-Сибирское море) зона многолетнемерзлых пород не могла, очевидно, образоваться в существующих условиях. Изучение состояния этой зоны раскроет динамику наступления моря на сушу, период времени существования суши и т. д. Предельная глубина промерзания грунтов еще не установлена. Она, по крайней мере, может быть выше 600 *м* [95]. В условиях, когда за первый год грунт промерзает вглубь ниже нейтрального слоя на 0,5 *м*, продолжительность периода промерзания до глубины 600 *м* можно оценить в первом приближении на основании соотношений (VII. 32) или (VII. 41), продолжительность этого периода равна $t = \left(\frac{600}{0{,}5}\right)^2 \approx 1{,}5$ млн. лет.

О ВЕРТИКАЛЬНОЙ КОНВЕКЦИИ ТЕПЛА В ЗЕМНОЙ КОРЕ

Не затрагивая вопроса о реальности представлений сторонников гипотезы вертикальной миграции нефти, рассмотрим лишь некоторые следствия, которые должна была бы вызывать такая миграция. В процессе вертикальной миграции, кроме смещения температурных кривых со скоростью конвективного переноса тепла, совершается перенос вещества, что должно выразиться в виде выноса на поверхность земли или в зависимости от направления миграции поглощения больших масс воды. Для нагрева горных пород на 10° С выше нормальной геотермической температуры необходимо перенести геотерму на 300 *м* вверх, что в свою очередь соответствует расходу воды в количестве около 1500 млн. $м^3$ на 1 $км^2$ площади на поверхности земли. Поскольку заметные смещения геотерм и вынос таких количеств воды в природе не наблюдаются, вертикальная миграция мало вероятна, или она происходит чрезвычайно медленно со скоростью, незаметной для наблюдений, или же совершается через разломы, каналы и трещины в земной коре, минуя массы горных пород, которые в этом случае не нагреваются и не могут служить тепловым объектом для исследования истории подземных течений.

Медленная вертикальная миграция вверх или вертикальная диффузия через массу однородных горных пород видоизменяет геотермическую кривую в соответствии с формулой (VII. 28)

$$T = T_0 + \Gamma h + \Gamma u t \left(1 - 4I^2 \operatorname{erfc} \frac{h}{2\sqrt{at}}\right). \qquad \text{(XI. 10)}$$

Смещение первоначальной геотермы характеризуется произведением

$$\Delta T = \Gamma u t. \qquad \text{(XI. 11)}$$

Изменение геотермического градиента на уровне нейтрального слоя определяется производной (XI. 10) по глубине $h = 0$

$$\Delta\Gamma = 1{,}12\,\Gamma \frac{u\sqrt{t}}{\sqrt{a}}. \qquad \text{(XI. 12)}$$

По фактическим значениям параметров $\Delta\Gamma$, u можно оценить продолжительность процесса миграции

$$t_м \approx 0{,}86 \frac{a}{u^2} \left(\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma}\right)^2. \qquad \text{(XI. 13)}$$

Зависимости (XI. 11) и (XI. 12) показывают, что вертикальный перенос масс в земной коре, допускаемый сторонниками глубинного происхождения нефти, должен привести к заметным изменениям теплового поля в земной коре. Но исследования теплового поля Земли в этом направлении по существу не проводились, поэтому пока нет конкретных геотермических данных, подтверждающих гипотезу о вертикальной миграции через массы горных пород.

КВАЗИГОРИЗОНТАЛЬНАЯ МИГРАЦИЯ

Строго горизонтальная миграция подземных вод не должна вызывать заметной деформации теплового поля Земли. Однако небольшие отклонения направления потока от горизонтального направления могут вызвать заметные температурные аномалии. В гидрогеологической литературе сделаны попытки количественно определить геотермическую роль подземных вод [24], [27] и др. в стационарных условиях.

Качественное рассмотрение нестационарной задачи показывает, что для достижения стационарных условий теплового поля требуется очень много времени — сотни тысяч лет после изменения режима миграции подземных вод. Поэтому практический интерес представляет и рассмотрение нестационарного геотермического поля квазигоризонтального потока. Такая задача будет пространственной или, по крайней мере, двухмерной (рис. 30), если принять, что ширина пласта в плоскости разреза $\overline{cc}$ неограниченна.

Пусть в момент времени $t = 0$ в наклонном пласте мощностью H возникает миграция воды по восстанию с постоянной скоростью

фильтрации v. Полагаем, что до исходного момента времени геотермическое состояние пород было стационарным, тепловой поток и геотермический градиент были постоянными: $q_0 = \text{const}$; $\Gamma_0 = \text{const}$ (см. рис. 30).

Процесс перераспределения температурного поля после возникновения миграции изображается кривыми *1*, *2*, *3* и т. д. для нарастающих интервалов времени $t_1 < t_2 < t_3 \ldots$ Геотерма Γ_∞ соответствует новому стационарному состоянию после истечения неограниченного времени. Для строгой стабилизации нового распределения

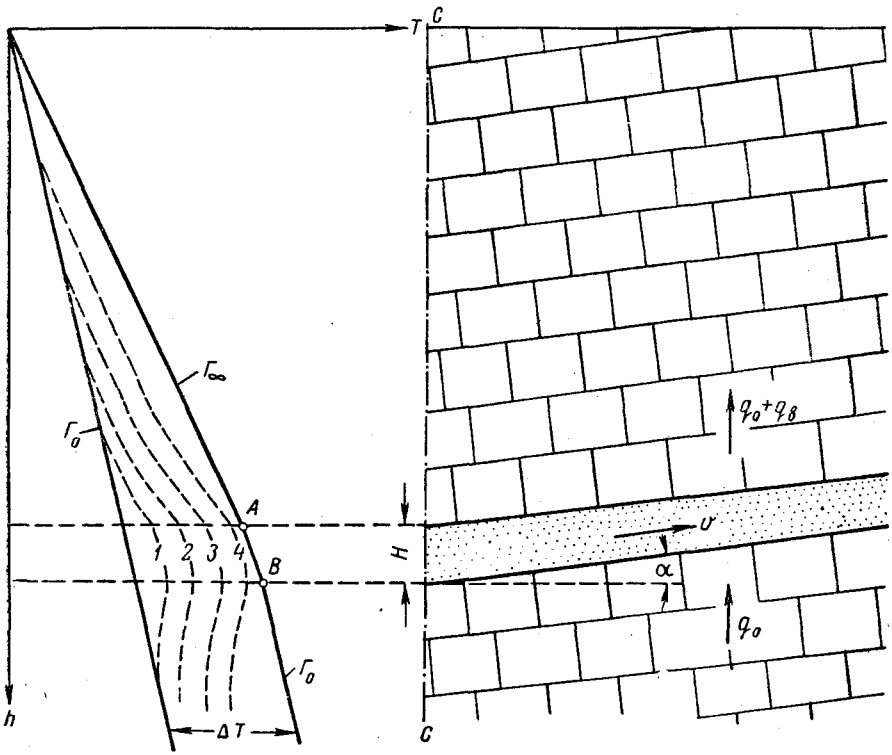

Рис. 30. Влияние латеральной миграции на геотермическое поле.

температур необходимо поднять на ΔT_∞ температуру всего земного шара. В точной постановке эта задача пока не решена. Здесь остановимся лишь на основных параметрах установившейся геотермической кривой Γ_∞.

Изменение мощности конвективного теплового потока $\Delta q_в$ на пути, равном единице, в стационарных условиях будет определяться формулой

$$\Delta q_в = c_в v H \Gamma_\infty \operatorname{tg} \alpha. \qquad \text{(XI. 14)}$$

Освобождаемое конвективным потоком количество тепла $\Delta q_в$ отводится вверх по теплопроводности, где образуется суммарный теплопроводный поток $q_0 + q_в$. Таким образом, установившийся градиент выше потока подземных вод будет определяться так

$$\Gamma_\infty = \Gamma_0\left(1 + \frac{\Delta q_в}{q_0}\right). \qquad \text{(XI. 15)}$$

Максимальное отклонение температуры ΔT_∞ на глубине потока подземных вод составит

$$\Delta T_\infty = (\Gamma_\infty - \Gamma_0)\, h = \Gamma_0 h \frac{\Delta q_в}{q_0}. \qquad \text{(XI. 16)}$$

Так, для $h = 1000$ *м* и конкретных параметров, принятых для расчетов Кругликовым Н. М. [27], $\frac{\Delta q_в}{q_0} = 1$, $\Gamma_0 = 3°$ С/100 *м* получим по (XI. 16) $\Delta T_\infty = +30°$ С.

Указанный эффект достигается после длительного периода восстановления нового стационарного состояния температурного поля.

Рассматривая таким же образом задачу миграции воды по падению пласта, заметим, что конечный эффект охлаждения пород на глубине 1000 *м* при ранее принятых параметрах потока будет всего $\Delta T_\infty = 15°$ С, т. е. в два раза меньше, чем эффект нагревания для восходящего потока; это свидетельствует о геотермической неравноценности восходящих и нисходящих потоков подземных вод.

ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ГЕОТЕРМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Из приведенных выше нескольких примеров аналитического исследования теплового поля Земли можно сделать вывод о больших возможностях дальнейшего развития геотермических исследований. Аналитические решения ряда теплопроводных задач могут дать количественное представление о фокусирующей силе антиклинальных структур, дальности «просвечивания» недр земли теплопроводным потоком, давности тектонических процессов, периодических изменениях климата на поверхности Земли и т. п. Изучение теплового поля в земной коре может показать пути миграции области поглощения, области стока и т. д. Исследование глубинного температурного поля в зоне вулканической деятельности может выяснить возраст действующих, периодичность или давность бездействующих вулканов и т. п.

§ 2. ТЕРМОГРАММИРОВАНИЕ ДЕЙСТВУЮЩИХ СКВАЖИН

Температурные изменения в стволе скважины характеризуют гидро- и термодинамические процессы, проходящие в продуктивном интервале ствола скважины.

Начальная термограмма (или температурная кривая), замеренная по стволу скважины до ее пуска в работу, дает представление о естественном тепловом поле Земли. Переходные температурные про-

цессы после пуска скважины в работу отражают геометрию призабойной зоны, а установившиеся возмущения естественного теплового поля позволяют определить интервалы притока и поглощения и их продуктивность.

Температура в стволе действующей скважины соответствует температуре потока движущихся в скважине жидкостей и газов и зависит от скорости потока, интенсивности теплообмена между потоком и окружающими породами, от эффекта адиабатического расширения в стволе скважины, дроссельного эффекта в пласте, калориметрического эффекта при смешивании потоков с различными исходными температурами. Основой для выделения продуктивных и поглощающих интервалов, определения их мощности и производительности и выявления состояния призабойной зоны являются различия между геотермой и термограммой действующей скважины, вызываемые перечисленными выше явлениями. Рассмотрим влияние каждого из этих явлений на характер температурной кривой.

ТЕПЛООБМЕН В СТВОЛЕ СКВАЖИНЫ

Температура пластовой воды, нефти или газа равна геотермической температуре на глубине залегания. Движущийся вверх по стволу скважины поток пластовой нефти встречается с более холодными стенками ствола скважины и охлаждается по пути движения. Характер температурной кривой восходящего потока жидкости $T_в$ для случая, когда геотерма представлена прямой $T_г$, показан на рис. 31. Предположим, что точка A_1 на геотерме соответствует глубине притока жидкости в скважину из пласта малой мощности. Это предположение допустимо в том случае, когда эффектом Джоуля-Томсона можно пренебрегать. Если бы жидкость в потоке сохраняла первоначальную температуру при подъеме, то геотерма действующей

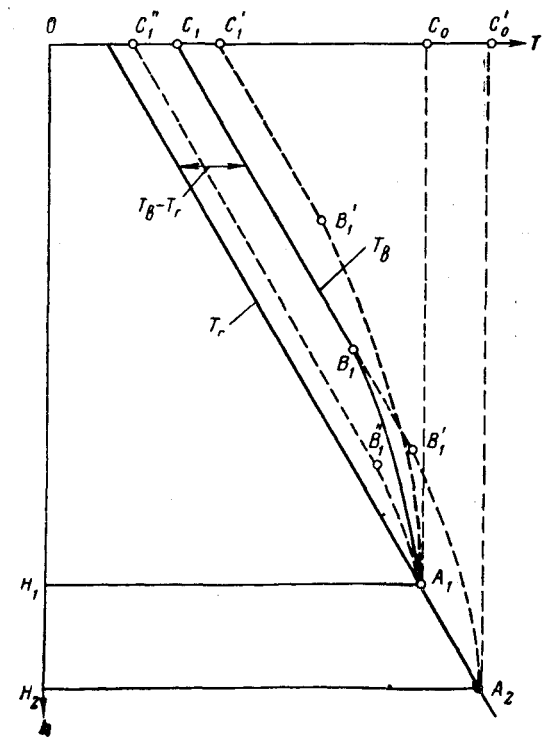

Рис. 31. Температурные кривые восходящего потока жидкости в скважине без учета эффекта Джоуля-Томсона.

скважины имела бы вид вертикальной прямой линии A_1C_0. Но по мере возрастания разности растет интенсивность охлаждения потока, поэтому фактическая температурная кривая $T_в$ все больше изгибается влево по линии A_1C_1 и на некотором определенном расстоянии (точка В) становится практически параллельной геотерме $T_г$. Установившаяся разность температур $T_в - T_г$ на интервале B_1C_1 прямо пропорционально зависит от скорости потока (от расхода Q и теплоемкости жидкости c)

$$T_в - T_г = acQ, \quad \text{(XI. 17)}$$

где a — коэффициент, зависящий от условий теплообмена на стенках ствола скважины; он может быть вычислен по формуле (XI. 17) после замера дебита скважины и перепада температур $T_в - T_г$. Интервал стабилизации наклона температурной кривой A_1B_1 прямо пропорционален установившейся разности температур $T_в - T_г$ (интервалы A_1B_1' и A_1B_1''). При достаточно высоких отборах точка B_1 может подняться выше устья скважины. Как видно, температура выходящей из скважины нефти не имеет ничего общего с забойной температурой. Она оказывается одной и той же для равноценных потоков с разных глубин, например с глубины H_1 и H_2 (см. рис. 31). Из практики известно, что эти температуры при малых дебитах скважины на 2—3° выше, а при больших дебитах на 20—30° выше температуры нейтрального температурного слоя.

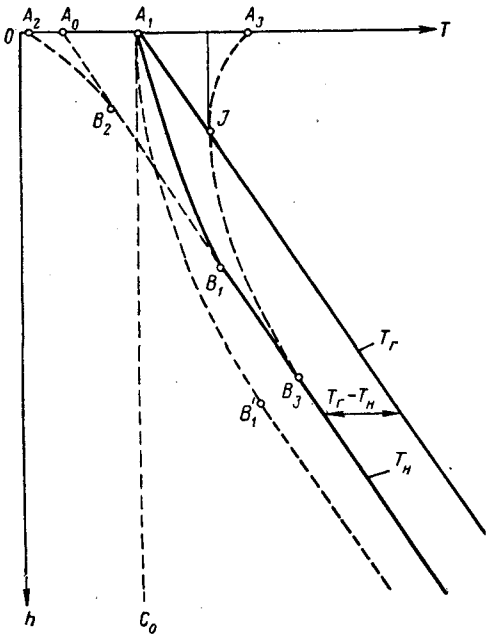

Рис. 32. Температурные кривые нисходящего потока жидкости в скважине.

Аналогично изменяется кривая температуры нисходящего потока (рис. 32), например при нагнетании воды в скважину. В данном случае нагнетаемая вода с определенной глубины оказывается холоднее окружающих горных пород, что обусловливает нагревание воды по пути движения. Фактическая температурная кривая отклоняется от первоначальной (вертикальной прямой A_1C_0 на рис. 32) вправо до точки стабилизации наклона B_1, ниже которой проходит почти параллельно геотерме $T_г$. Поскольку температура нагнетаемой воды может отличаться от температуры нейтрального слоя в точке A_1, то начальный участок термограммы AB может быть выпуклым (A_2B_2), прямым (A_0B_2) или вогнутым (A_3B_3). В последнем случае горячая

вода, попадая в скважину, вначале до некоторой глубины охлаждается, ниже нагревается. Характерно, что глубина, на которой охлаждение потока переходит в нагревание, определяется пересечением геотермы $T_г$ и термограммы A_3B_3 в точке J (см. рис. 32). Точку J называют точкой инверсии. Касательная к температурной кривой в точке инверсии отличается вертикальным направлением. Это вполне понятно. В точке инверсии температуры потока и окружающей среды одинаковы, значит температура потока не меняется. Из сказанного ясно, что температура на забое нагнетательной скважины практически не зависит от температуры нагнетаемой воды, если точка стабилизации наклона этой кривой находится выше забоя. Снижение забойной температуры $T_н - T_г$ прямо пропорционально расходу воды и определяется по той же формуле (XI. 17), но с обратным знаком. С увеличением расхода воды интервал стабилизации наклона AB увеличивается (см. кривую A_1B_1'). В случае, когда точка стабилизации опускается ниже забоя скважины, формула (XI. 17), очевидно, недействительна.

Закономерности изменения температур восходящих и нисходящих потоков жидкости в результате теплообмена через стенки ствола скважины относятся, в первом приближении, и к потокам газа. Эти закономерности совместно с другими, о которых речь пойдет ниже, необходимо учитывать при интерпретации термограмм.

ЭФФЕКТ ДЖОУЛЯ-ТОМСОНА

Как было сказано, первоначальная температура пластовых жидкостей и газов соответствует геотермической температуре на глубине залегания. Однако по пути фильтрации через пористую среду температура жидкости растет, а температура газа падает. Установившееся изменение температуры ΔT пластовой жидкости или газа зависит от перепада давлений $\Delta p = p_п - p_з$ и определяется, в первом приближении, формулой

$$\Delta T = -\bar{\varepsilon}_I \Delta p, \qquad \text{(IX. 18)}$$

где $\bar{\varepsilon}_I$ — интегральный коэффициент Джоуля-Томсона.

Значение коэффициента $\bar{\varepsilon}_I$ для воды равно 0,0235 *град/ат*, для нефтей — от 0,04 до 0,06 *град/ат*, для углеводородных газов — в пределах от —0,25 до —0,4 *град/ат*.

При высоких депрессиях (порядка 100—150 *кГ/см*^{2}), применяемых на прикарпатских месторождениях нефти, температура на забое скважины может оказаться выше пластовой на 4—6° С. При таких же депрессиях в газовых скважинах, например на Шебелинке, забойная температура понижается на 25—40° С. Погрешности электротермометра сопротивлений порядка 0,1° С. Следовательно, изменения забойной температуры от дроссельного эффекта фиксируются на термограмме очень точно.

Какой вид имела бы термограмма при наличии одного только эффекта Джоуля-Томсона? Поскольку этот эффект зависит от депрессии, а депрессия на забое скважины примерно одна и та же для всех продуктивных горизонтов в разрезе эксплуатационного объекта, то изменения температуры против всех продуктивных интервалов должны оставаться одинаковыми (рис. 33). В пределах продуктивных нефтяных горизонтов стенки ствола скважины окажутся нагретыми на $\Delta T_{ж}$, в пределах газовых горизонтов — охлажденными на $\Delta T_{г}$. Изменения температуры $\Delta T_{ж}$ или $\Delta T_{г}$ на стенках скважины в пределах продуктивных интервалов будут подчиняться формуле (XI. 18). Построив в системе $[T, h]$ температурную кривую по точкам $[(T + \Delta T), h]$, получим прямую линию, параллельную геотерме $T_{г}$ и сдвинутую вправо на расстояние $+\Delta T_{ж}$ для нефтяных скважин или влево на расстояние $-\Delta T_{г}$ для газовых скважин. Эту как бы сдвинутую геотерму будем дальше называть условной геотермой; она играет важную роль начала координат при интерпретации термограмм действующих скважин.

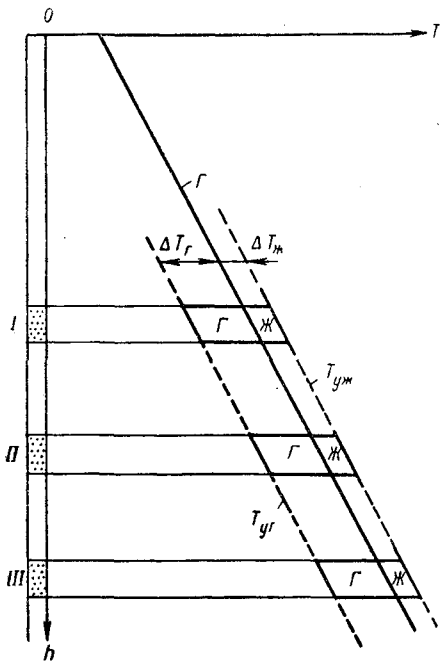

Рис. 33. Влияние эффекта Джоуля-Томсона на распределение температур на стенках скважины в продуктивном интервале.

В нагнетательных скважинах эффект Джоуля-Томсона в стволе на стенках скважины практически отсутствует. В данном случае дроссельный эффект проявляется в призабойной зоне внутри пласта по пути движения нагнетаемой жидкости. При нагнетании жидкости температура внутри пласта становится выше, чем на забое, при нагнетании газа — ниже. Однако обнаружить этот эффект внутрипластового охлаждения или нагревания в нагнетательной скважине невозможно.

КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ

Эксплуатационные объекты большой мощности содержат обычно несколько продуктивных горизонтов. Таким образом, в ствол поступает нефть (газ) одновременно из разных интервалов, залегающих на разных глубинах, т. е. с разными исходными темпера-

турами, и смешивается с восходящими потоками в стволе скважины. В интервале смешивания, который совпадает с интервалами залегания рассматриваемого продуктивного горизонта, температуры двух потоков — восходящего и притекающего из стенок скважины — выравниваются.

Скачок температуры восходящего потока в пределах продуктивного горизонта подчинен калориметрическому закону

$$c_{\text{п}}Q_{\text{п}}\Delta T_{\text{п}} + c_{\text{в}}Q_{\text{в}}\Delta T_{\text{в}} = 0, \quad \text{(XI. 19)}$$

где c — теплоемкость; Q — расход; ΔT — скачок температуры; индекс п относится к потоку, поступающему из пласта; индекс в — к восходящему потоку.

Соотношение (XI. 19) оказалось очень эффективным при интерпретации термограмм действующих скважин. Оно позволяет не только выделить продуктивные интервалы, но и определить их производительность. Иначе говоря, термограмма может быть использована также в качестве дебитограммы. Для этого на термограмме выделяют сперва эффективную мощность продуктивного интервала $\Delta h_{\text{э}}$ в пределах скачка температуры $\Delta T_{\text{в}}$ восходящего потока (рис. 34), затем измеряют скачок температуры $\Delta T_{\text{п}}$ между условной геотермой $T_{\text{у}}$ и восходящим потоком в точке *2*. Если принять, что теплоемкости сред восходящего и поступающего в ствол потоков одинаковы, то на основании приведенных выше определений по формуле (XI. 19) можно вычислить отношение расходов поступающего и восходящего потоков как обратное отношение приращений температуры.

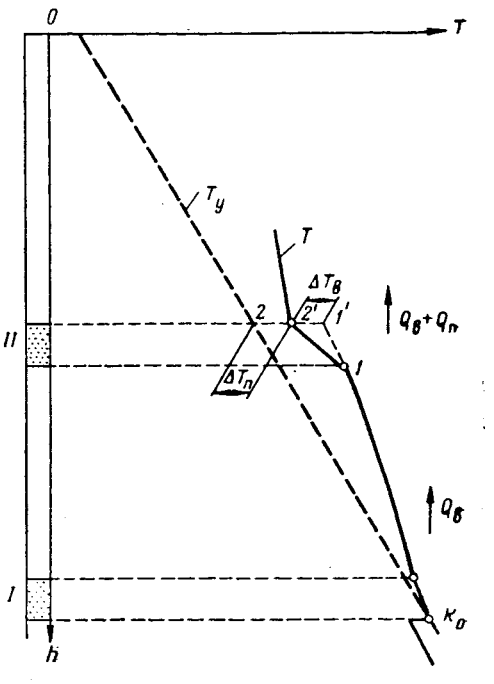

Рис. 34 Влияние процесса смешивания потоков на температуру в стволе действующей скважины.

Эффект смешения влияет также и на температуру восходящего потока в пределах самого нижнего продуктивного горизонта, хотя и в меньшей степени (см. кривую *1* на рис. 34). Здесь в восходящем потоке смешиваются более нагретая нефть из подошвы пласта с холодной нефтью у кровли пласта. В результате этого градиент температуры в пределах нижнего горизонта снижается примерно в два раза по отношению к геотермическому.

Калориметрический эффект не зависит от исходных температур, поэтому формулу (XI. 19) можно применять также и на участке неустановившегося градиента температур в стволе скважины как для нефтяных, так и газовых скважин.

В нефтегазовых скважинах при пользовании формулой (XI. 19) следует учитывать различие теплоемкостей жидкой и газовой фаз.

В нагнетательных скважинах потоки с разными температурами не смешиваются, поэтому нет калориметрического эффекта.

ЭФФЕКТ АДИАБАТИЧЕСКОГО РАСШИРЕНИЯ

Адиабатическое расширение жидкостей и газов сопровождается понижением температуры. Однако внутри пласта это понижение температуры в значительной степени уравнивается большой теплоемкостью горных пород. В итоге адиабатический эффект почти не сказывается на термограммах действующих скважин, поэтому нет необходимости подробно рассматривать последствия адиабатического эффекта.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ТЕРМОГРАММЫ ДЕЙСТВУЮЩИХ СКВАЖИН

Распределение температур в стволе действующей скважины зависит от многих рассмотренных выше факторов: характера исходного геотермического распределения температур, расходов жидкости и газа, направления потока, депрессии на забое скважины, числа продуктивных или поглощающих горизонтов, времени работы или остановки скважины и пр. Таким образом, в одной скважине можно получить целый ряд различных термограмм, интерпретация которых возможна лишь в том случае, когда известны условия работы скважины. Основной термограммой действующей скважины будем считать кривую установившихся температур в пределах эксплуатационного или поглощающего объекта после достаточно длительного периода работы скважины на режиме постоянного отбора. На такой термограмме отражается комплексное влияние в основном трех тепловых процессов: теплообмена потока в стволе скважины с окружающей средой, эффекта Джоуля-Томсона в пласте и калориметрического эффекта.

На рис. 35 показаны основные, т. е. установившиеся термограммы T трех действующих скважин: нефтяной *а*, газовой *б* и нагнетательной *в*; буквой $Г$ обозначена геотерма. Как видно, у подошвы нижнего горизонта нефтяной скважины отмечается скачок температуры $\Delta T_н$ вследствие дроссельного эффекта. Такой же скачок температуры происходит в пределах всех лежащих выше продуктивных интервалов, но на термограмме его обнаружить невозможно, так как накладываются другие тепловые процессы. Тем не менее, проводя через $П_н$ у подошвы нижнего пласта прямую, параллельную геотерме $Г$, получим условную геотерму $У$, которая определяет температуру стенок скважины в лежащих выше продуктивных интервалах. Наличие

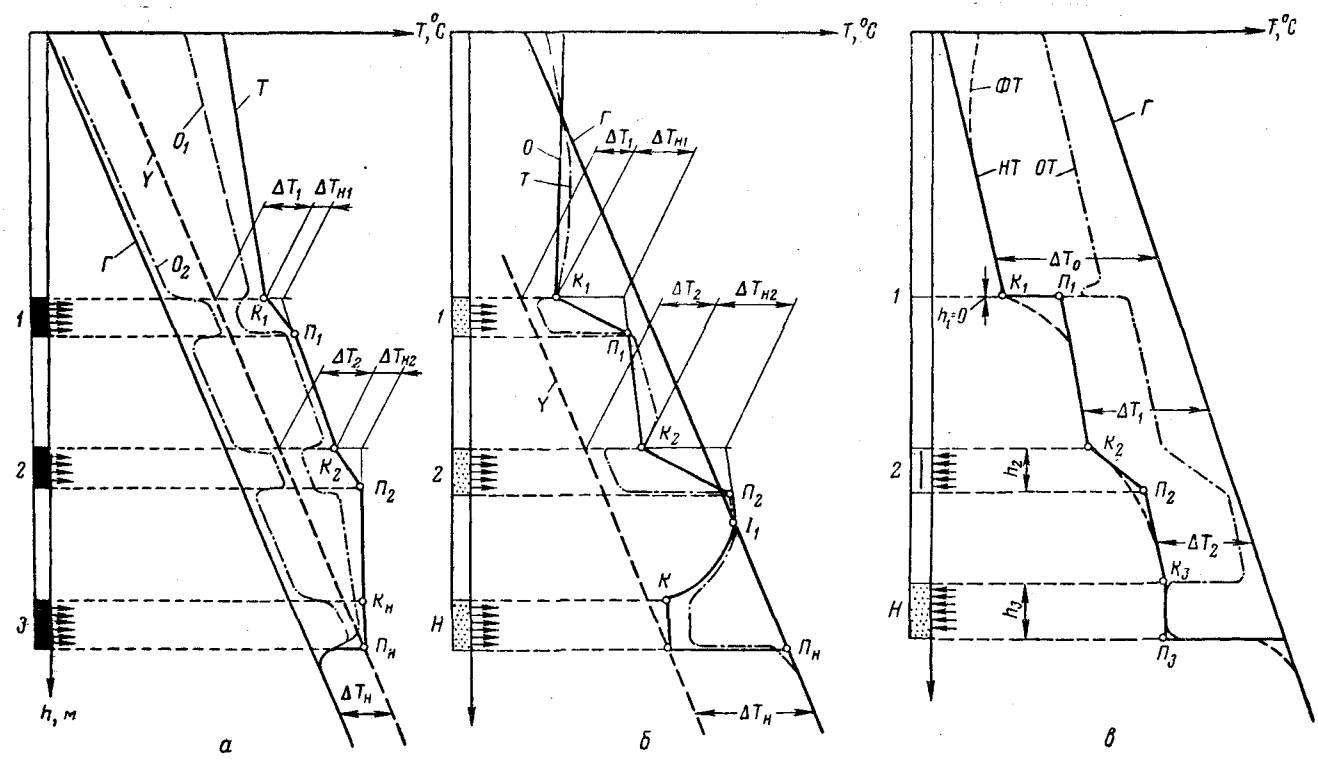

Рис. 35. Теоретические термограммы действующих скважин.

этих продуктивных интервалов обнаруживается благодаря калориметрическому эффекту, который обусловливает интенсивное падение температуры восходящего потока в интервалах притока. Таким образом, на температурной кривой образуются ступеньки с высоким температурным градиентом, по которым отбиваются интервалы притока и вычисляется их продуктивность.

Для определения продуктивности интервала n необходимо измерить на термограмме понижение температуры на ступеньке $\Delta T_{\text{н}\,n}$ и повышение температуры потока у кровли продуктивного горизонта ΔT_n по отношению к температуре условной геотермы. Перепад $\Delta T_{\text{н}\,n}$ определяет охлаждение восходящего потока потоком, поступающим из пласта, перепад ΔT_n — нагрев нефти, поступающей из пласта, восходящим потоком. Отношение расходов жидкости, поступающей из пласта Q_n, к расходу восходящего потока $Q_{\text{н}}$ на уровне кровли рассматриваемого горизонта n вычисляется по формуле

$$\frac{Q_n}{Q_{\text{н}\,n}} = \frac{\Delta T_{\text{н}\,n}}{\Delta T_n + \Delta T_{\text{н}\,n}}. \qquad \text{(XI. 20)}$$

Поскольку для верхнего горизонта $Q_{\text{н}_1}$ представляет суммарный дебит скважины, то, проводя вычисления сверху вниз, можно определить дебиты всех работающих интервалов эксплуатационного объекта.

Некоторые затруднения вызывает выделение кровли самого нижнего горизонта по основной термограмме. Для этой цели можно использовать вспомогательные термограммы после остановки скважины. Температура в стволе остановленной скважины восстанавливается медленно: сначала падает температура в стволе скважины в пределах продуктивных интервалов до температуры условной геотермы, где появляются как бы отрицательные температурные аномалии, это показано на кривой O_1, затем остывают стенки нагретых непродуктивных пород до геотермической температуры, а в пределах продуктивных интервалов длительное время еще сохраняется перегрев вследствие дроссельного эффекта. Таким образом, продуктивные интервалы в течение длительного времени будут выделяться положительными температурными аномалиями — кривая O_2.

В газовой скважине в результате отрицательного значения эффекта Джоуля-Томсона условная геотерма смещается влево. Интенсивность дроссельного эффекта обычно вполне достаточна для уверенного выделения кровли и подошвы нижнего газового горизонта. Интервалы залегания подошв и продуктивность лежащих выше горизонтов выделяются на основании калориметрического эффекта точно так же, как и в нефтяных скважинах. После остановки газовой скважины в интервалах притока газа появляются на термограмме отрицательные аномалии температуры, которые сохраняются длительное время (месяцы).

В нагнетательной скважине нет калориметрических и дроссельных эффектов. Здесь основную роль играет лишь процесс теплообмена между нагнетаемым потоком и стенками скважины. Поэтому

разрешающая способность термограммы нагнетательных скважин хуже, чем эксплуатационных. Интервалы поглощения можно различить только в том случае, если они находятся на больших расстояниях —20 *м* и больше. Лежащие вблизи интервалы поглощения по термограмме не расчленяются. В пределах мощных поглощающих пластов градиент температуры падает до нуля. Расход нисходящего потока в стволе скважины можно считать прямо пропорциональным понижению его температуры ΔT по отношению к геотермической температуре. Это, пожалуй, единственная возможность выделения приемистости вдоль разреза по основной термограмме нагнетательной скважины.

Для выделения интервалов поглощения следует пользоваться термограммами остановленных нагнетательных скважин. После остановки нагнетательной скважины, работающей длительное время через одну-две недели в пределах интервалов поглощения образуются четко выраженные отрицательные температурные аномалии, так как принимающий пласт охлаждается на большом расстоянии от скважины и сохраняет холод иногда годами (рис. 35, *б*). Однако вычислить приемистость по интервалам по таким термограммам часто не удается. Для этих целей следует использовать глубинный дебитомер (например, термодебитомер конструкции ВУФНИИгеофизика, о котором более подробно будет сказано дальше).

ПРОВЕДЕНИЕ ГЛУБИННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Спуск глубинных приборов в скважину с открытым устьем не представляет особых затруднений. В этом случае прибор закрепляют на проволоке, канате или кабеле любого диаметра, на устье устанавливают ролик, через который опускают измерительный прибор с помощью надежно закрепленной лебедки. На пути между лебедкой и роликом устанавливают еще дополнительный измерительный ролик строго определенного диаметра со счетчиком оборотов для определения глубины прибора в скважине. Для контроля работы датчика глубины часто на тросе или кабеле делают метки через определенные интервалы. При необходимости уточнить положение прибора учитывают поправки на растяжение и температурное удлинение кабеля.

В закрытую скважину с давлением на устье глубинные приборы опускают через лубрикатор, который вместе с прибором устанавливают на буферном фланце и затем открывают задвижку для выравнивания давлений и спуска прибора в скважину.

Для начала спуска необходимо, чтобы вес прибора превышал силы сопротивления в сальнике и силу, вытесняющую кабель давлением в лубрикаторе.

Вытесняющая сила зависит от давления в лубрикаторе, диаметра кабеля и определяется формулой

$$F = \frac{\pi}{4} d^2 p, \qquad \text{(XI. 21)}$$

где F — сила в *кГ*; d — диаметр в сальнике в *см*; p — давление в лубрикаторе в *кГ/см²*.

Сила трения в самоуплотняющихся сальниках также пропорциональна давлению в лубрикаторе. Практика показала, что эта сила составляет половину силы вытеснения. Таким образом, для хода прибора вниз необходимо, чтобы его вес превышал, по крайней мере, в 1,5 раза силу вытеснения (XI. 21).

При высоких давлениях вытесняющая сила является серьезным препятствием; так, для давления в лубрикаторе $p = 100$ *кГ/см²* и диаметра кабеля $d = 0{,}9$ *см* необходимый вес прибора должен составлять ≈ 95 *кг*. Значит, прибор необходимо утяжелить специальным грузом, который должен уместиться в лубрикаторе. В качестве груза удобно использовать цилиндрические бусины — свинцовые или (в худшем случае) стальные — с внутренним сквозным отверстием диаметром 10—11 *мм*. Бусины нанизываются на кабель до набора заданного веса груза, затем к концу кабеля прикрепляют датчик термометра, поэтому при высоких давлениях на буфере требуются длинные лубрикаторы. Длина лубрикатора, изготовленного из $2^1/_2{}''$ насосно-компрессорной трубки для буферного давления 100 *кГ/см²*, превышает стандартную длину насосно-компрессорных труб. Это связано с известными неудобствами. Нетрудно убедиться в том, что длина лубрикатора прямо пропорциональна квадрату диаметра кабеля. Снижение диаметра кабеля в два раза дает возможность уменьшить высоту лубрикатора в четыре раза. Поэтому для широкого применения дистанционных глубинных измерений под давлением решающее значение приобретает проблема малогабаритного кабеля диаметром порядка 4 *мм*. Такой кабель не нужно снаружи бронировать, поскольку в обсаженной скважине нет обвалов и прихватов инструмента. Пустоты между проволочками внутри кабеля должны быть тщательно заполнены пластмассой, чтобы туда не попадал газ под давлением и кабель при подъеме на поверхность не разрывался.

На показания дистанционного термометра сказывается ряд случайных помех в канале связи, заземлении, аппаратуре и пр., а также качество подготовки скважины к замеру. Пока еще единственным, более или менее надежным, способом проверки качества полученных результатов является повторный замер. Только те участки температурной кривой можно считать неслучайными, которые повторяются в последующих измерениях.

Из практики известно, что колебания температуры с амплитудой порядка 0,1° С даже на лучших термограммах не повторяются в последующих замерах.

При замере геотермического градиента необходимо быть уверенными в том, что тепловое поле в скважине восстанавливалось. Для этого геотермический градиент замеряют обычно через несколько суток после промывки и остановки пробуренной скважины. Замер производится при спуске прибора вниз. При последующем подъеме установившееся тепловое поле в скважине нарушается перемешива-

нием раствора при спуске, поэтому проверить надежность замера и вместе с тем степень восстановления теплового поля в скважине можно только через некоторое время после первого замера, например через сутки. Поскольку такие проверки, как правило, не практикуются, то нет уверенности в том, что геотерма замерена без помех и соответствует стационарному состоянию теплового поля.

В действующей скважине термограммы можно снимать при ходе прибора вверх и вниз, поэтому здесь нетрудно проверить повторяемость температурных кривых. В пределах эксплуатационных объектов замеры следует обязательно повторять до полного исключения случайностей.

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ТЕРМОГРАММЫ

В качестве примера для интерпретации предлагается термограмма действующей газовой скв. 165 Шебелинского месторождения (рис. 36). На этой термограмме четко выражаются 5 ступенек повышенного градиента температуры, т. е. в эксплуатационном объекте выделяются 5 продуктивных интервалов. Термограмма была снята при спуске термометра и при его подъеме. Результаты обоих замеров совпадают (за исключением мелких помех). По точкам излома термограммы нетрудно определить эффективную мощность отдельных горизонтов: сверху вниз 19, 10, 15 и 16 *м* — всего 60 *м* при общей вскрытой мощности объекта 300 *м*. Для определения дебитов газа по интервалам следует в первую очередь построить условную геотерму. Она проходит через точку минимума температуры нижнего горизонта K_1. Понижение температуры на глубине точки K_1 против геотермического значения оказалось равным 16° С. Обычно условная геотерма проходит параллельно фактической геотермической кривой *ФГ*. Но в данном случае ввиду высокого этажа газоносности ($\approx$300 *м*) и высокого дебита скважины (свыше 1 млн. *м*^{3}/*сутки*) существует перепад давлений в стволе скважины. Замерив давления по стволу скважины и полагая, что перепады температур от эффекта Джоуля-Томсона прямо пропорциональны депрессии, установили в первом горизонте $\Delta T_\varepsilon = 18{,}2°$ С. Таким образом, условная геотерма оказалась более пологой, чем фактическая.

Теперь измеряем необходимые для расчетов перепады температур от условной геотермы до термограммы ΔT_x у кровли пласта и на ступеньке термограммы ΔT_m на этом же уровне, а затем, пользуясь формулой (XI. 20), вычисляем дебит продуктивного интервала. Дебиты продуктивных интервалов сверху вниз: 550 000, 93 000, 170 000, 110 000 и 178 000 *м*^{3}/*сутки*. Забойная температура в скважине понизилась вследствие эффекта Джоуля-Томсона в среднем на 17° С при депрессии 75 *кГ*/*см*^{2}, что соответствует коэффициенту $\bar{\varepsilon}_I = 0{,}24$ *град*/*ат*. Низкое значение этого коэффициента свидетельствует о неустановившемся температурном режиме пласта.

Точно по такой же схеме обрабатываются термограммы нефтяной скважины. При этом условная геотерма нефтяной скважины

в отличие от газовой сдвигается от фактической. При обработке термограмм следует помнить, что ниже последнего продуктивного

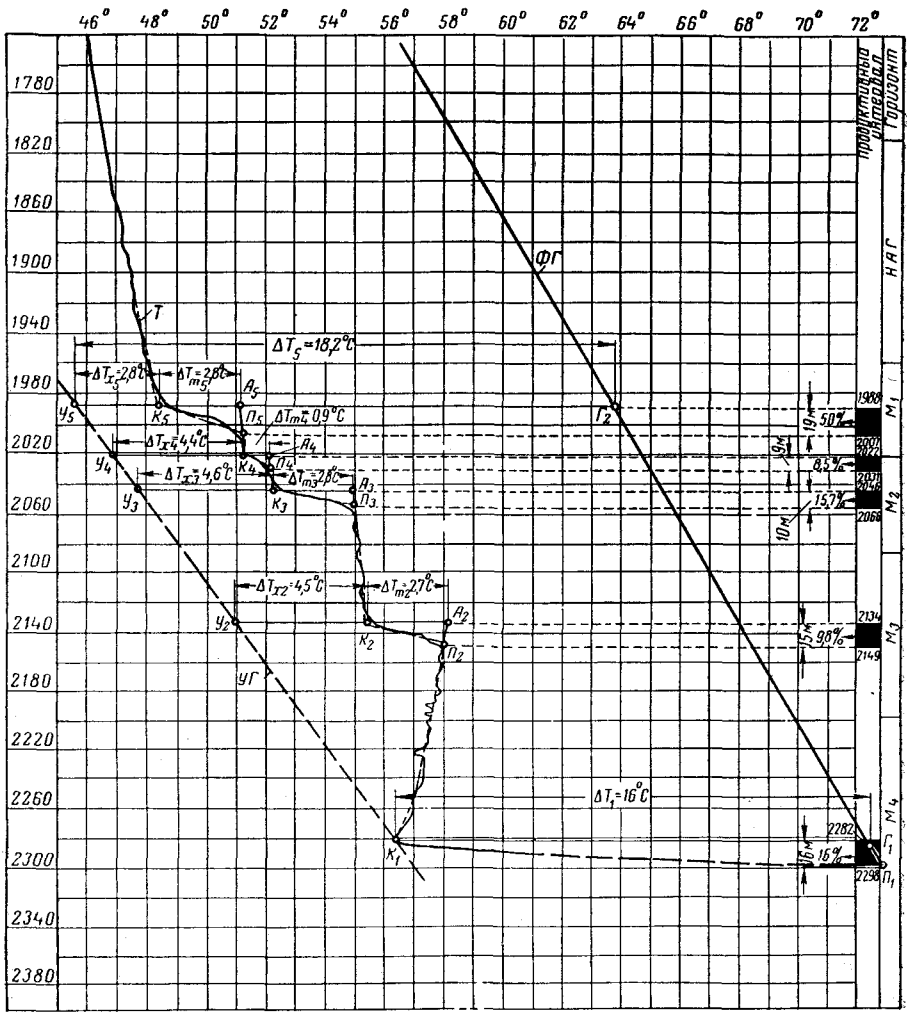

Рис. 36. Термограмма работающей газовой скв. 165 Шебелинского месторождения (дебит газа $1,4 \cdot 10^6$ *м³/сутки*. Забойная депрессия 75 *кГ/см²*).

Т—термограмма; *П*—подошва пласта; *К*—кровля пласта; *ФГ*—фактическая геотерма; *УГ*—условная геотерма.

горизонта температура в стволе скважины всегда соответствует уровню геотермы.

Полная расшифровка термограмм нагнетательных скважин возможна с помощью термодебитомера.

ТЕРМОДЕБИТОМЕР СТД-1 КОНСТРУКЦИИ ВУФНИИгеофизики

Существенным шагом в области термограммирования скважин является использование глубинного электротермометра сопротивления в качестве дебитомера. Для этого датчик температуры нагревается электротоком постоянной мощности 35 *вт*. Температура нагрева зависит, очевидно, от условий охлаждения, т. е. от скорости потока жидкости, омывающей датчик сопротивления, чем больше скорость потока, тем меньше перегрев датчика. Зная зависимость между скоростью потока и повышением температуры датчика, нетрудно по температурным замерам определить расход жидкости в стволе скважины. На таком принципе работает термодебитомер СТ-2 конструкции ВУФНИИгеофизики. Термодебитомером замеряют две температурные кривые по стволу работающей или нагнетательной скважины: первая — обычная термограмма, а вторая — термодебитограмма, определяющая температуру нагретого датчика. По разности температур между двумя кривыми определяют расход жидкости вдоль ствола скважины.

Преимущество термодебитомера перед вертушечным дебитомером состоит в том, что здесь отсутствует уплотняющая воронка, нет движущихся частей, дебиты замеряют попутно с температурой и регистрируют приборами каротажной станции.

Применение термодебитомера для контроля работы нагнетательных скважин разрешит сложный вопрос об измерении приемистости эксплуатационных объектов по интервалам. Разрешающая способность термодебитомера относительно высока. По данным ВУФНИИгеофизики имеются возможности выделения поглощающих объектов мощностью до 3 *м*.

Датчик термодебитомера опускают в скважину на одножильном кабеле КОБД-4. Датчики изготовляют или в кожухе для определения расхода восходящего потока, или в открытом виде для контроля качества перфорации скважины. Оказалось, что открытый датчик реагирует на приток из каждого действующего перфорируемого отверстия. Попадая в поток жидкости, выходящей из отверстия, датчик без кожуха дает острые отрицательные пики температуры.

§ 3. ТЕРМОЗОНДИРОВАНИЕ ПЛАСТА

Методы термодинамических исследований нефтяных и газовых залежей позволяют определять ряд особенностей и физических параметров однородного пласта и пластовых жидкостей по изменениям забойных давлений и притока жидкости или газа, а также выявить неоднородность пласта, если наблюдаемые кривые заметно отклоняются от теоретических. Диапазон определений значительно расширяется, если в комплекс измеряемых параметров включить кроме давлений и расходов также и температуру. С помощью температурных глубинных измерений в действующих скважинах можно определить изменения температуры во времени на заданной глубине при заданном

режиме работы скважины и изучить распределение температур по стволу скважины в заданный момент времени (последняя задача была рассмотрена в предыдущем параграфе).

В силу термодинамической взаимосвязи между давлением, температурой и характером термодинамических процессов, протекающих в пористой среде, изменения забойной температуры во времени отображают определенным образом распределение давлений в пласте. В условиях постоянного отбора жидкости или газа из скважин кривая забойной температуры в координатах «температура — время» копирует в известном масштабе форму кривой распределения давлений в пласте в координатах «давление — расстояние от скважины». На этом основании метод исследования скважин путем наблюдений за измерениями забойной температуры назван методом термодинамического зондирования пласта. Кривая изменений забойной температуры $\Delta T_з = \varphi(t)$ после трансформации в систему координат $[p, r]$ изображает кривую пластовых давлений $p(r)$ вокруг забоя скважины, воронку депрессии, по которой нетрудно определить эффективный радиус скважины, дифференцированное распределение гидропроводности пласта в зависимости от радиуса r, уточнить и определить ряд дополнительных параметров пласта и пластовых жидкостей и газов, обосновать эффективные мероприятия по интенсификации притока и пр.

ПРОВЕДЕНИЕ ГЛУБИННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Качественная температурная кривая — кривая, отображающая реальные соотношения в пласте и пригодная для графической и аналитической обработки по предлагаемой методике, может быть получена при соблюдении определенных условий глубинного замера. Следует замерять температуру стенок скважины на заданной глубине, однако показания глубинного термометра в стволе скважины соответствуют температуре восходящего потока, который представляет собой смесь жидкостей и газов, притекающих из разных глубин ниже глубины замера, с разными исходными температурами. Наиболее благоприятные условия для замера температуры имеются на уровне залегания кровли продуктивного пласта, где температура восходящего потока приближается к средней температуре пласта при условии, что приток распределен равномерно по всей его продуктивной мощности.

Термодинамическое зондирование следует проводить в новых скважинах, которые вводятся в промышленную эксплуатацию на режимах постоянного отбора. Непрерывные наблюдения за изменением забойной температуры ведутся вначале в течение 2—3 суток для получения воронки депрессии вокруг скважины радиусом несколько метров, затем измерения забойной температуры ведутся периодически — через 10—15 суток, затем через месяц, квартал и т. д. — для получения информации из более отдаленных участков пласта в радиусе до 20—30 *м*.

Для термозондирования призабойной зоны пласта можно использовать также и пьезометрические или длительное время простаивающие скважины. Для этого в простаивающую скважину опускают термометр до кровли пласта, замеряют вначале исходную температуру в скважине, а затем пускают ее в работу с постоянным отбором жидкости или газа. Температурные измерения рекомендуется проводить ниже башмака подъемных труб; если в них необходимо измерить температуру, то отбор следует переключить на межтрубное пространство.

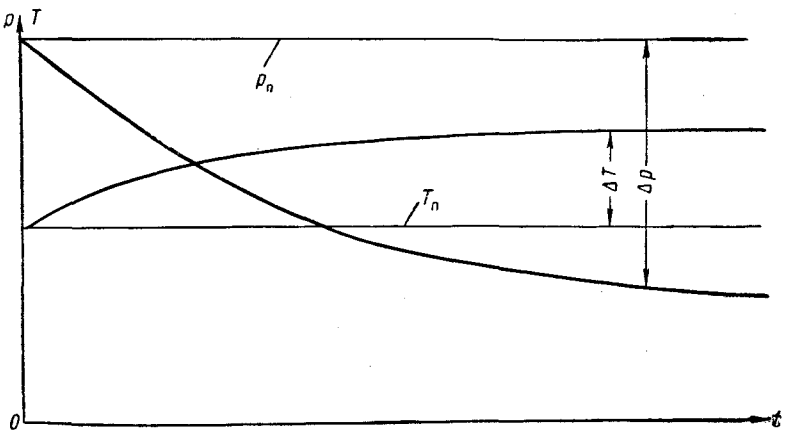

Рис. 37. Характер опытных кривых забойной температуры и давления после пуска скважины с постоянным отбором жидкости.

Из фонда эксплуатационных скважин можно выбрать для исследования фонтанные скважины, работающие с постоянным отбором. В работающую скважину опускают термометр, не нарушая режима ее работы, через определенные интервалы времени, например через месяц, квартал и т. д. в зависимости от продолжительности пребывания скважины в эксплуатации. Начало температурной кривой (начало отсчета времени) соответствует во всех случаях началу эксплуатации скважины. Измеряемый отрезок температурной кривой воспроизводит тогда распределение давлений в отдаленных зонах пласта. Если нужно получить данные о призабойной зоне действующей скважины, следует соответствующим образом предварительно подготовить эту скважину, в частности, следует нивелировать образовавшуюся вокруг скважины в процессе длительной эксплуатации температурную воронку, например путем нагнетания в скважину некоторого количества жидкости с постоянной температурой при небольшом перепаде давлений.

При длительных наблюдениях следует считаться с возможностью нарастания теплопроводных помех до недопустимых размеров. Теплопроводные помехи зависят от значения параметра Фурье $\mathrm{Fo} = \frac{at}{h^2}$.

В частности, изменения средней температуры радиального пласта, зависящие от влияния теплопроводности, могут быть вычислены по формуле (VII. 95). Задаваясь определенной температурной погрешностью $П$, находим по указанной формуле допустимую продолжительность температурных исследований, в пределах которых можно не считаться с теплопроводностью

$$t \leqslant \left(\frac{3}{4}\right)^2 \pi \frac{h^2}{a} П^2. \qquad \text{(XI. 22)}$$

Для песков и песчаников температуропроводность $a = 0{,}0015$ *м*²/*ч*. Если допустить помехи теплопроводности до $П = 0{,}1$, то при мощности пласта 20 *м* получим $t \leqslant 4650$ *ч*.

В результате глубинных измерений получаем опытные кривые падения забойного давления $p_з = \varphi(t)$ при постоянном отборе и изменения забойной температуры во времени $T_з = f(t)$, характер которых показан на рис. 37. Дальнейшая графическая и аналитическая обработка этих кривых раскрывает картину распределения давлений, температур и проницаемостей в призабойной зоне пласта.

РАСЧЕТНЫЕ ФОРМУЛЫ

Глубинные измерения дают, как было сказано, две кривые — кривую падения забойного давления и кривую изменений забойной температуры. Кривая падения давления используется для определения гидропроводности пласта $\frac{kh}{\mu}$, а также для уточнения усредненного фактического значения коэффициента Джоуля-Томсона $\bar{\varepsilon}_I$. Для этого строят кривую изменений забойного давления в полулогарифмической сетке координат: для нефтяной скважины в системе $[\Delta p, \ln t]$, где $\Delta p = p_{пл} - p_{заб}$, а для газовой скважины в системе $[\Delta p^2, \ln t]$, где $\Delta p^2 = p_{пл}^2 - p_{заб}^2$. Затем определяют тангенс угла наклона в пределах прямолинейного участка кривой i_p, и по известным соотношениям подземной гидро- или газодинамики вычисляют проводимость пласта (для нефтяной скважины) по формуле

$$\frac{kh}{\mu} = \frac{Q_{н\,0}\,\lambda}{4\pi i_{p\,н}} \qquad \text{(XI. 23)}$$

и для газовой

$$\frac{kh}{\mu} = \frac{Q_0 p_0}{2\pi i_{рг}}, \qquad \text{(XI. 23)}$$

где $Q_{но}$ — дебит скважины в *см*³/*сек*; λ — коэффициент усадки пластовой нефти; Q_0 — дебит газа в *см*³/*сек* при давлении p_0 (нормальные условия).

Кривую изменений забойной температуры переводим в полулогарифмическую систему координат $\left[\Delta T, \ln \frac{r_t}{r_0}\right]$ (рис. 38), причем

глубину или радиус зондирования для нефтяных скважин вычисляем предварительно по формуле

$$r_t = r_0 \sqrt{1 + \frac{c_ж Q_{н\,0}}{c_п \pi h} \frac{t}{r_0^2}}. \qquad (XI.24)$$

Для газовых скважин на место теплоемкости $c_ж$ подставляем объемную теплоемкость газа $c_г = c_p \gamma_0$ в *ккал/см*^{3} · °С. В данном случае параметры h и r измеряются в *см*, t — в *сек*.

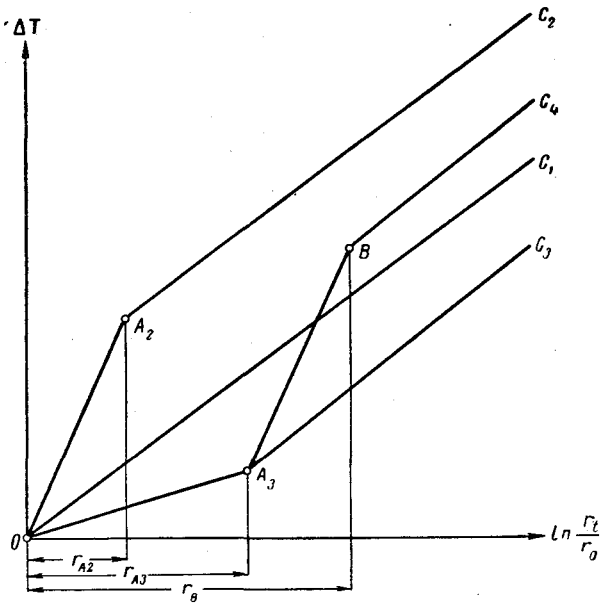

Рис. 38. Кривые забойной температуры в зависимости от логарифма радиуса зондирования при разных состояниях призабойной зоны.

В радиальном пласте с концентрической неоднородностью в условиях постоянного расхода жидкости имеется зависимость

$$\left(\frac{kh}{\mu}\right)_н = \left[\frac{Q_{н\,0}\lambda}{2\pi}\right] : \left[\frac{dp}{d(\ln r)}\right]. \qquad (XI.25)$$

Эту зависимость можно выразить и с помощью производной забойной температуры, поскольку между забойной температурой и распределением давлений в пласте существует определенная взаимосвязь. Полный дифференциал температуры, как показывает соотношение (V. 3), зависит от коэффициента Джоуля-Томсона ε_I и термического коэффициента адиабатического расширения η_s. Однако подробные исследования показали, что в условиях призабойной зоны основную роль играет эффект Джоуля-Томсона. Изменения

температуры от адиабатического эффекта в призабойной зоне незначительны и при обработке опытных кривых нецелесообразно учитывать факторы, влияние которых не превышает погрешностей измерений. Поэтому дальше будем учитывать только дроссельный эффект.

Если в формулу (XI. 25) вместо dp подставить отношение $\frac{dT}{\varepsilon_I}$ и учесть, что производная температурной кривой на рис. 38 $I_T = \frac{dT}{d\ln r}$, то получим

$$\left(\frac{kh}{\mu}\right)_{\text{н}} = \varepsilon_I \frac{Q_{\text{н}\,0}\,\lambda}{2\pi\, i_{\text{рн}}}, \qquad \text{(XI. 26)}$$

что позволяет определить параметр $\frac{kh}{\mu}$ как функцию расстояния от скважины. Переводный коэффициент ε_I можно вычислить согласно (XI. 26) и (XI. 23) для отдаленного участка пласта, где можно принять, что проводимости по кривой давлений и температурной кривой равны

$$\varepsilon_{I_{\text{н}}} \approx \frac{1}{2} \frac{i_{\text{тн}}}{i_{\text{рн}}}. \qquad \text{(XI. 27)}$$

Зависимость (XI. 25) для газовой скважины следует записать так

$$\left(\frac{kh}{\mu}\right)_{\text{г}} = \left[\frac{Q_0 p_0}{2\pi}\right] : \left[\frac{p\,dp}{d\,(\ln r)}\right]; \qquad \text{(XI. 28)}$$

поэтому

$$\left(\frac{kh}{\mu}\right)_{\text{г}} = \varepsilon_{I_{\text{г}}} \frac{Q_0 p_0}{2\pi\, p_r i_{\text{тг}}}, \qquad \text{(XI. 29)}$$

где p_r — давление газа в рассматриваемой точке.

Из (XI. 23) и (XI. 29) вытекает соотношение для газового потока

$$\varepsilon_{I_{\text{г}}} = p\,(r) \frac{i_{\text{тг}}}{i_{\text{рг}}}. \qquad \text{(XI. 30)}$$

С другой стороны,

$$p\,(r) \approx p_{\text{заб}}\,(t) + \frac{\Delta T_{\text{заб}}\,(t)}{\varepsilon_{I_{\text{г}}}}, \qquad \text{(XI. 31)}$$

где $\Delta T_{\text{заб}}\,(t)$ — изменение забойного давления до момента времени t.

Из (XI. 30) и (XI. 31) получаем для газовых скважин

$$\varepsilon_{I_{\text{г}}} \approx p_{\text{з}}\,(t) \frac{i_{\text{тг}}}{i_{\text{рг}}} \left[\sqrt{\frac{1}{4} + \frac{\Delta T_{\text{з}}\,(t)}{[\Delta P_{\text{з}}\,(t)]^2} \frac{I_{\text{рг}}}{I_{\text{тг}}}} + \frac{1}{2}\right]. \qquad \text{(XI. 32)}$$

Пользуясь значением коэффициента Джоуля-Томсона (XI. 27) для нефти или (XI. 32) для газа, переводим кривую забойных температур в кривую распределения давлений в пласте по формуле (XI. 31) для определенного момента времени t.

Характер коллектора в призабойной зоне скважины можно увидеть после построения кривых распределения давлений в полулога-

рифмической сетке координат $\left[p(r), \ln \frac{r_t}{r_0}\right]$ для нефтяных скважин и $\left[p^2(r), \ln \frac{r_t}{r_0}\right]$ — для газовых. На рис. 38 показаны 4 типа этих кривых. Прямая линия $\overline{OC}_1$ соответствует однородному коллектору с постоянной проницаемостью в призабойной зоне. Кривая OA_2C_2 характеризует призабойную зону ухудшенной проницаемости в радиусе r_{A_2} вокруг скважины. Такая скважина требует проведения соответствующих мероприятий по интенсификации притока. Кривая типа OA_3C_3 принадлежит скважине с хорошо проницаемой призабойной зоной в радиусе r_{A_3}, который может считаться в данном случае эффективным радиусом скважины. Кривая OA_3BC_4 отличается кольцевой зоной заниженной проницаемости в пределах радиусов $r_{A_3} < r < r_B$, в которой погашается весь эффект увеличенного эффективного радиуса скважины в зоне $r < r_{A_3}$. Как видно, состояние призабойной зоны имеет решающее влияние на положение конечного участка кривой распределения давления в пласте.

Из сказанного вытекает важный вывод о том, что определение коэффициента пьезопроводности и эффективного радиуса скважины по кривым нарастания давления в остановленной скважине является неточным. В случае однородного радиального пласта параметр $\frac{\varkappa}{r_э^2}$ можно определить, замерив отрезок $x_э$ на оси $x = \ln t$, который отсекается касательной к конечному участку кривой восстановления давления, построенной в виде функции $\Delta p = f(\ln t)$. Тогда $\frac{\varkappa}{r_э^2} = \frac{e^{-x_0}}{2{,}25}$. Но положение кривой $\Delta p = f(\ln t)$ для нефтяной скважины или кривой $\frac{\Delta p^2}{2p_0} = f(\ln t)$ для газовой на плоскости координат зависит от состояния призабойной зоны. При постоянной проводимости удаленных от забоя участков пласта касательная к конечному участку кривой нарастания давления смещается параллельно вверх или вниз в зависимости от гидравлических сопротивлений призабойной зоны. Таким образом, смещение касательной определяется состоянием призабойной зоны. Однако значение этого смещения нельзя измерить гидродинамическими методами и поэтому смещенная на неизвестный нам интервал касательная пересекает ось $x = \ln t$ в точке, которая не дает количественного представления ни об эффективном радиусе, ни о пьезопроводности в удаленных участках пласта.

По этим же причинам трудно оценить важный параметр как mh, который обычно определяется лишь по кривым нарастания давления

$$mh = \frac{\left(\frac{kh}{\mu}\right)}{\left(\frac{\varkappa}{r_э^2}\right)} \frac{p_{пл}}{r_э^2}. \qquad \text{(XI.33)}$$

После смещения касательной значение (XI. 33) может оказываться совершенно случайной величиной. Если призабойная зона засорена в процессе бурения глинистым раствором (что часто случается на Шебелинском месторождении), то формула (XI. 33) будет давать заниженные результаты, которые могут в несколько раз отличаться от фактических значений.

Кривая распределения пластовых давлений в призабойной зоне пласта, построенная по данным термодинамического зондирования в зависимости от $\ln \frac{r_t}{r_0}$ (рис. 39, *б*), дает возможность определить

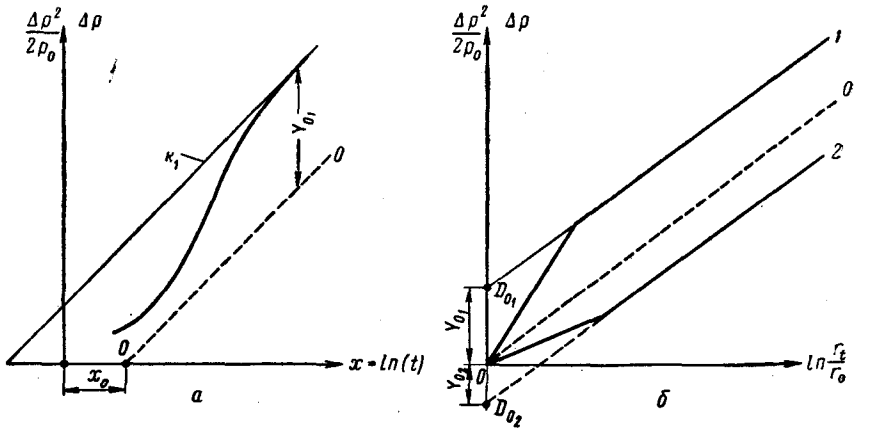

Рис. 39. Смещение кривых восстановления забойного давления в зависимости от состояния призабойной зоны

а—по замерам забойного давления; *б*—по замерам забойной температуры.

смещение кривой нарастания давления довольно точно, а следовательно, и ее положение в координатах $\left[\Delta p\,(t), \ln \frac{r_t}{r_0}\right]$ для нефти или $\left[\frac{\Delta p^2\,(t)}{2p_0}, \ln \frac{r_t}{r_0}\right]$ для газа (рис. 39, *а*). Это смещение соответствует длине отрезка Y_0 (рис. 39, *б*) на оси $y = \Delta p\,(t)$ или $y = \frac{\Delta p^2\,(t)}{2p_0}$, который ограничивается началом координат O и точкой D_0 пересечения оси y касательной *1* или *2*. Таким образом, решается один из важнейших в теории исследования скважин вопросов об определении истинных значений параметра $\frac{\varkappa}{r_0^2}$ и вместимости пласта на единицу площади mh.

Для определения истинного значения коэффициента пьезопроводности пласта χ следует построить кривую распределения давлений в координатах y, $\ln \frac{r_t}{r_0}$ по данным термодинамического зондирования, а затем найти параметр смещения y_0 (см. рис. 39, *б*), парал-

лельно сдвинуть касательную к кривой восстановления давления k_1 на y_0 (см. рис. 39, *а*) и измерить отрезок x_0 на оси $x = \ln t$, по которому рассчитывается значение $\frac{\varkappa}{r_0^2} = \frac{e^{-x_0}}{2{,}25}$.

ОБРАБОТКА ОПЫТНЫХ ДАННЫХ

Метод термодинамического зондирования только начинают внедрять на промыслах. Первые термодинамические исследования были проведены инженером УкрНИГРИ Я. Г. Мельничуком в газовых скважинах на Шебелинском и Рудковском месторождениях в 1961 г. Трудности подобных измерений связаны с отсутствием соответствующей измерительной аппаратуры. Для длительных измерений под давлением нужен малогабаритный нефтестойкий небронированный кабель, который можно было бы хорошо уплотнить в сальнике лубрикатора. Ввиду отсутствия такого кабеля исследования проводились с помощью менее точного глубинного биметаллического термометра. Однако ввиду ограниченных размеров термограмм в глубинных приборах их масштаб записи слишком мал для более точных термических исследований. Для упомянутого выше термометра масштаб записи составляет 1° С/1,5 *мм*, поэтому удовлетворительные результаты измерений были получены пока только в газовых скважинах, в которых забойная температура изменяется в более широких пределах.

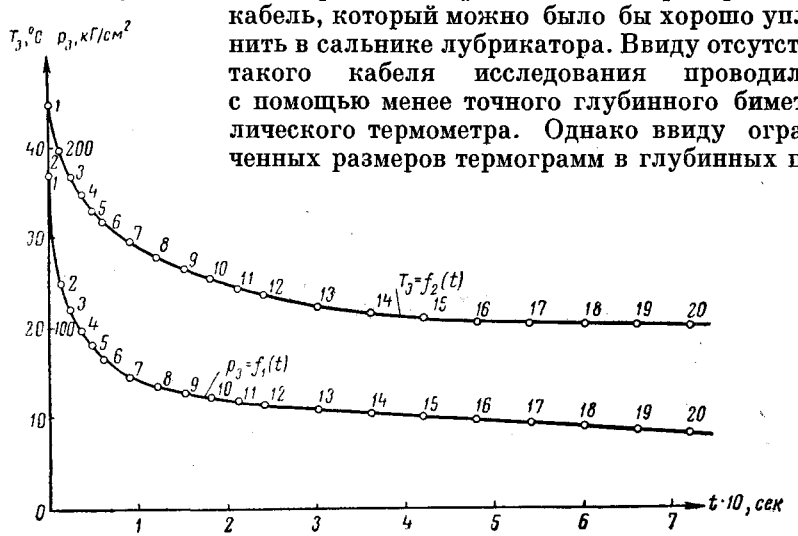

Рис. 40. Кривые забойных температур и давлений после пуска скв. 108 Шебелинского месторождения с постоянным отбором газа. Точки по замерам.

Одна из первых удачных опытных кривых изменения забойной температуры в процессе работы скв. 108 Шебелинского месторождения приводится на рис. 40. Скважину зондировали 3 сентября 1961 г. До момента замера скважина была закрыта с 15 июня 1961 г.; пробуренный забой скважины — 1547 *м*, эксплуатационная 141-*мм* колонна прихвачена во время подъема при глубине башмака 1527 *м*.

Внизу установлен цементный мост. Искусственный забой 1515 *м*. Затрубное пространство зацементировано до устья через перфорированные отверстия в 141-*мм* трубах. Пласт вскрыт кумулятивными зарядами ПК-103 в интервалах 1476—1499 *м* и 1511—1515 *м*. Простреляно 6 дыр на 1 *м* труб. Мощность основного продуктивного

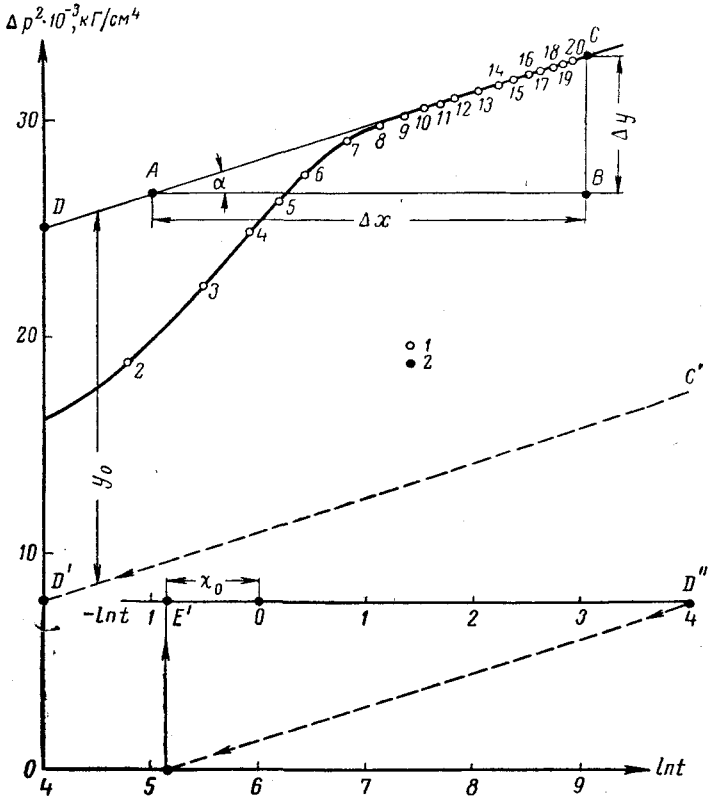

Рис. 41. Кривая депрессии после пуска скв. 108 Шебелинского месторождения с постоянным отбором

1—точки по замерам; *2*—точки расчетные.

интервала нижнеангидритового горизонта, отмечаемого по термограмме в пределах 1476—1499 *м*, $h = 23$ *м*. Диаметр ствола скважины по долоту $2r_0 = 25$ *см*. В скважину опущены $2^1/_2''$ фонтанные трубки до глубины 1495 *м*.

Перед замером установили два образцовых манометра для определения давления на буфере и межтрубном пространстве. В скважину был спущен упомянутый выше регистрирующий термометр УкрНИГРИ и манометр МГГ-2У. После замера давления и температуры в закрытой скважине в течение 20 *мин* скважина работала через межтрубное пространство с постоянным отбором газа

470 тыс. *м*³/*сутки* или 5,45 *м*³/*сек* (нормальные условия). Результаты глубинных измерений давления и температуры в процессе работы скважины приводятся в табл. 4. Радиус зондирования был вычислен по формуле (XI. 24) для следующих параметров $c_p \gamma_0 = c_г = 0{,}423$ *ккал*/*м*³ · °С, $c_п = 525$ *ккал*/*м*³ · °С, что соответствует

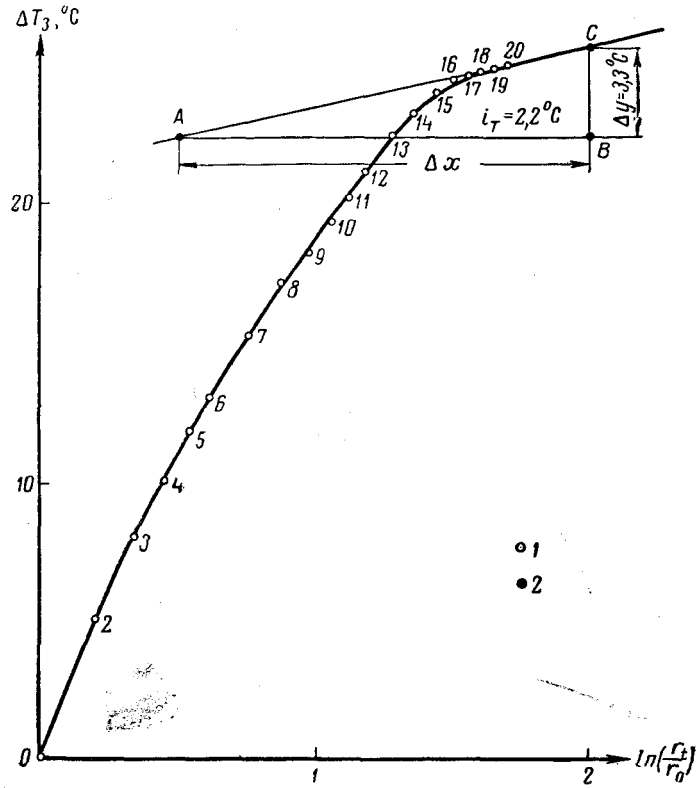

Рис. 42. Понижение забойной температуры в зависимости от логарифма условного радиуса после пуска скв. 108 Шебелинского месторождения.

Обозначения те же, что на рис. 41.

средней теплоемкости пород, слагающих продуктивный горизонт НАГ, по определениям лаборатории УкрНИГРИ $h = 23$ *м*, $r_0 = 0{,}125$ *м*; $Q_{го} = 5{,}45$ *м*³/*сек* (нормальные условия).

$$r_t = 0{,}125 \sqrt{1 + \frac{0{,}423 \cdot 5{,}45}{525 \cdot \pi \cdot 23} \frac{t}{0{,}125^2}} = 0{,}125 \sqrt{1 + 0{,}004\, t}.$$

Результаты вычислений приводятся в графе 7 табл. 4. Наблюдения продолжались в течение 2 *ч* и за это время был достигнут радиус зондирования ≈67 *см*.

Чтобы определить гидропроводность пласта $\frac{kh}{\mu}$, на рис. 41 по данным измерений построили кривую $\Delta p^2 = f(\ln t)$. Тангенс угла наклона касательной к конечному участку этой кривой имеет значение $iI_p = 1600$ *кг²/см²*. Используя соотношение $\frac{kh}{\mu} = \frac{Q_0 p_0}{2\pi I_p}$, находим $\frac{kh}{\mu} = (5{,}45 \cdot 10^6) : (2\pi 1600) = 542$ *д · см/спз*.

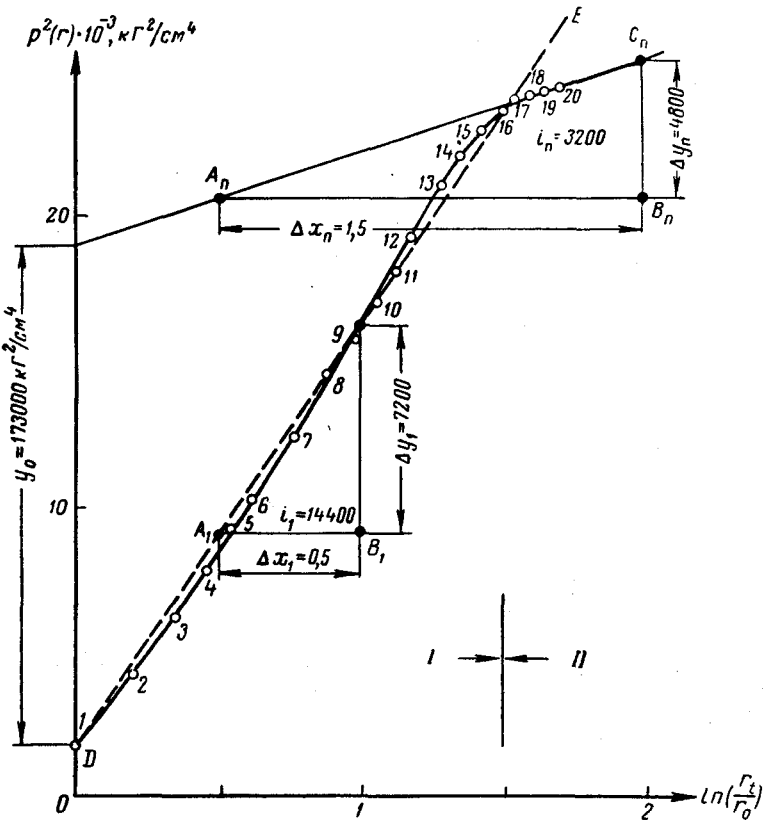

Рис. 43. Воронка депрессии скв. 108 Шебелинского месторождения по данным термодинамического зондирования.

На рис. 42 приводится температурная кривая в полулогарифмической сетке координат $\Delta T = f\left(\ln \frac{r_t}{r_0}\right)$. Эта кривая показывает повышение гидравлического сопротивления в призабойной зоне пласта примерно до точки *16*. Эта зона ограничивается радиусом ≈56 *см*. Точки, расположенные дальше этого радиуса, ложатся на прямую $\overline{AC}$ с наклоном $i_т = 2{,}2°$ С. Если этот наклон соответствует пласто-

вой гидропроводности 542 $д \cdot см/спз$, найденной по кривой $\Delta p^2 = f(\ln t)$ рис. 41, то значение коэффициента Джоуля-Томсона по формуле (XI. 32) для опытных исходных данных: $i_p = 1600$ $кг^2/см^4$; $L_т = 2{,}2°$ С; $\Delta p_з = 41{,}5$ $кГ/см^2$; $\Delta T_з = 25°$ С будет следующее

$$\bar{\varepsilon}_I = 41{,}5 \frac{2{,}2}{1600}\left[\sqrt{\frac{1}{4}\frac{1600 \cdot 25}{2{,}2\,(41{,}5)^2}} + \frac{1}{2}\right] \approx 0{,}217\ °\text{C}/am.$$

Пользуясь этим значением коэффициента ε_I, кривую забойной температуры переводят в кривую пластовых давлений по формуле (XI. 31). Результаты пересчетов даются в табл. 4 в графах 9, 10. В графе 11 дано значение $\Delta p^2(r)$, по которому построена воронка депрессии на рис. 43 в системе координат $\left[\Delta p^2, \ln \frac{r}{r_0}\right]$. В этой системе участки пласта однородной проницаемости характеризуются прямыми линиями.

Таблица 4. Результаты термодинамического зондирования скв. 108 Шебелинского месторождения

Время		Забойное давление		Забойная температура		Радиус зондирования		Пластовое давление		
t, сек	$\ln t$	$p_з$, $кГ/см^2$	$10^{-3}\Delta p_з^2$, $кГ^2/см^4$	$T_з$, °С	$\Delta T_з$, °С	r_t, $см$	$\ln \frac{r_t}{r_0}$	$\Delta p^2(r)$, $кГ/см^2$	$p(r)$, $кГ/см^2$	$10^{-3} p^2(r)$, $кГ^2/см^4$
0,0	∞	186,0	0,0	45,0	0,0	12,5	0,0	0,0	41,5	1,7
120	4,79	126,0	18,8	40,0	5,0	15,2	0,197	23,0	64,5	4,2
240	5,47	111,0	22,3	37,0	8,0	17,5	0,340	36,8	78,3	6,1
360	5,89	98,5	24,9	35,0	10,0	19,5	0,445	46,0	87,5	7,7
480	6,17	90,6	26,4	33,2	11,8	21,4	0,536	54,2	95,7	9,2
600	6,40	83,5	27,6	32,0	13,0	23,1	0,610	59,6	101,1	10,2
900	6,80	73,5	29,2	29,8	15,2	26,8	0,761	69,9	111,4	12,4
1200	7,09	68,5	29,9	27,9	17,1	30,2	0,879	78,6	120,1	14,5
1500	7,31	64,5	30,4	26,7	18,3	33,1	0,971	84,0	125,5	15,8
1800	7,50	62,5	30,7	25,7	19,3	35,8	1,054	88,7	130,2	16,9
2100	7,65	60,5	30,9	24,8	20,2	38,4	1,120	92,9	134,4	18,1
2400	7,78	58,5	31,2	23,8	21,2	40,7	1,180	97,5	139,0	19,3
3000	8,01	55,5	31,5	22,5	22,5	45,2	1,280	103,5	145,0	21,1
3600	8,19	53,0	31,8	21,7	23,3	49,1	1,355	107,1	148,6	22,1
4200	8,34	51,0	32,0	21,0	24,0	52,8	1,432	110,2	151,7	23,0
4800	8,47	49,0	32,2	20,6	24,4	56,3	1,503	112,1	153,6	23,5
5400	8,58	47,0	32,4	20,3	24,7	59,7	1,559	113,5	155,0	24,0
6000	8,69	45,0	32,6	20,2	24,8	62,5	1,600	114,0	155,5	24,2
6600	8,78	43,0	32,8	20,1	24,9	65,2	1,650	114,5	156,0	24,3
7200	8,87	41,5	32,9	20,0	25,0	67,1	1,700	115,0	156,5	24,5

Итак, призабойная зона I для $r < 56$ $см$ характеризуется относительно постоянной заниженной проницаемостью по отношению к проницаемости пласта. Гидропроводность I зоны, судя по наклону

усредненной прямой $\overline{DE}$, равна 118 *д · см/спз*, т. е. в 5 раз ниже, чем гидропроводность пласта (542 *д · см/спз*) *II* зоны для $r > 56$ *см*. Причиной занижения гидропроводности призабойной зоны может быть частичная глинизация в процессе бурения и проникновения цемента по наиболее проницаемым каналам в процессе ликвидации усложнений.

За счет повышенных гидравлических сопротивлений в призабойной зоне кривая пластовых давлений смещается вверх на расстояние $y_0 = 17\,300$ *кг²/см⁴* (рис. 43). Учитывая это смещение, переносим касательную $\overline{CD}$ к кривой $\Delta p^2 = f(\ln t)$ на рис. 41 параллельно вниз на расстояние y_0 до положения $\overline{C'D'}$, которое характеризует однородную проницаемость пласта и призабойной зоны. Прямая $\overline{C'D'}$ пересекает ось $x = \ln t$ в точке $x_0 = -0{,}72$. На этом основании определяем истинную пьезопроводность пласта

$$\varkappa = \frac{r_0^2}{2{,}25} e^{-x_0} = \frac{12{,}5^2}{2{,}25} e^{+0{,}72} = 141 \text{ см}^2/\text{сек}.$$

Параметр вместимости пласта на единицу площади вычисляем по формуле (XI. 33)

$$mh = 542 \cdot 196 : 141 = 715 \text{ см}.$$

Приведенный пример показывает потенциальные возможности термодинамических исследований пласта. Для широкого внедрения этих методов в производство необходимо в первую очередь создать соответствующую глубинную измерительную аппаратуру. Первые опыты показывают, что для получения данных в радиусе нескольких метров вокруг забоя скважины температурные наблюдения следует продолжить в течение нескольких суток.

§ 4. МЕТОДЫ ТЕПЛОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА НЕФТЯНОЙ ПЛАСТ

В области теплового воздействия на пласт можно выделить следующие основные направления: нагревание забоя и призабойной зоны скважины для депарафинизации, замораживание призабойной зоны пласта для изоляции вод, повышения трещинной проницаемости для многократного гидроразрыва и пр., нагнетание горячих вытеснителей в пласт для увеличения нефтеотдачи, воспламенение пласта и использование внутреннего тепла Земли.

НАГРЕВАНИЕ ЗАБОЯ СКВАЖИНЫ

Условия для выпадения кристаллов парафина из нефти в призабойной зоне пласта могут возникать в процессе эксплуатации неглубоких месторождений высокопарафинистой нефти. На больших глубинах, где пластовые температуры достаточно высоки для расплa-

вления парафина, депарафинизация забоя не имеет смысла. Вполне очевидно, что в случае закупорки призабойной зоны пласта кристаллами парафина нагревание призабойной зоны скважины приводит к раскупорке пласта и может дать значительное повышение притока нефти.

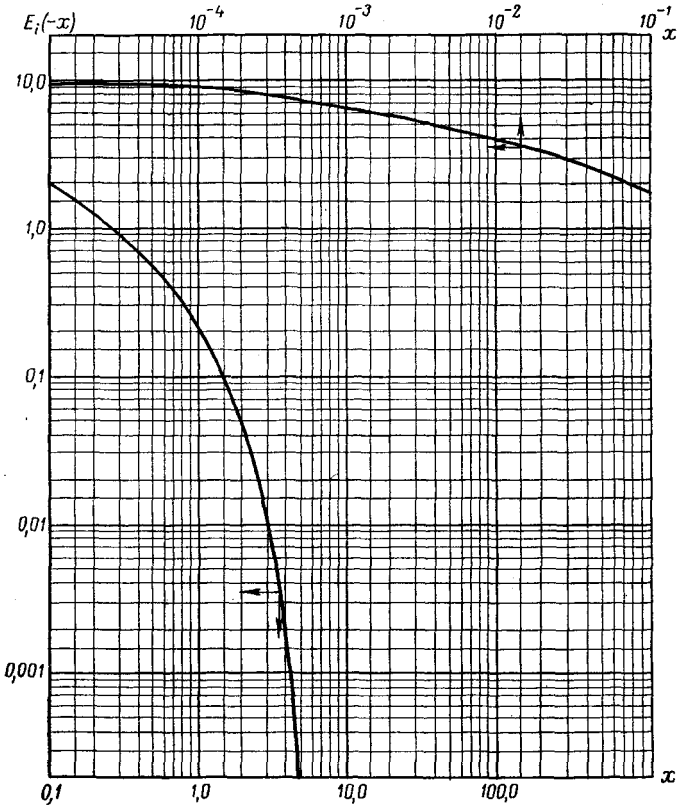

Рис. 44. Функция $y = E_i(-x)$ в логарифмических координатах.

Забой скважины нагревают забойными нагревателями различных конструкций — электронагревателями [65] и забойными горелками [64]. Полезная мощность электронагревателей колеблется в пределах от 10 до 100 *квт*. Теплотворная способность забойных горелок обычно не превышает 1 млн. *ккал/сутки*, что соответствует мощности электронагревателя примерно 50 *квт*. Максимальная эффективность теплопроводного нагревателя забоя скважины достигается в состоянии статического равновесия жидкости в призабойной зоне. При наличии притока жидкости происходит вынос тепла в ствол скважины, т. е. конвективное охлаждение нагреваемой зоны, что

снижает практически до нуля глубину теплопроводного нагревания пласта.

Приращение забойной температуры в процессе нагревания забоя может быть вычислено по следующей формуле

$$\Delta T = -\frac{q_0}{4\pi h \lambda} \mathrm{E}_i\left(-\frac{r_0^2}{4at}\right). \qquad \text{(XI. 34)}$$

Например, пусть тепловая мощность нагревателя $q_0 =$ $= 1$ млн. *ккал/сутки* $= 41\,600$ *ккал/ч*, мощность пласта $h = 20$ *м*, теплопроводность пласта $\lambda = 0{,}5$ *ккал/м·ч·°С*, температуропроводность $a = 0{,}0025$ *м²/ч*, радиус скважины $r_0 = 0{,}1$ *м*, время нагревания $t_1 = 1$ *ч*, $t_2 = 10$ *ч*, $t_3 = 100$ *ч*. Тогда в соответствии с (XI. 34) $\Delta T_1 = 7{,}3°$ С; $\Delta T_2 = 60{,}6°$ С, $\Delta T_3 = 134°$ С.

Распределение температур в призабойной зоне можно также определять по формуле (XI. 34), если на место радиуса скважины r_0 поставить расстояние r от оси скважины до рассматриваемой точки в пласте.

На рис. 44 показана функция $I = -E_i(-x)$ в логарифмических координатах. Приравнивая $x = \frac{r^2}{4at}$, нетрудно вычислить по формуле (XI. 34) температуру на забое скважины в функции времени или распределение температур в призабойной зоне для любого заданного момента времени.

ЗАМОРАЖИВАНИЕ ЗАБОЯ СКВАЖИНЫ

Замораживать забой нужно для того, чтобы, например, создать ледяную пробку для разобщения пластов при испытании скважины, провести селективный гидроразрыв пласта в определенном узком интервале глубин, заморозить стенки водяного или продуктивного горизонтов, создать внутри пласта холодную зону и т. д.

Забой можно заморозить забойным дроссельным нагревателем, если вместо жидкости нагнетать в него соответствующий газ, например метан. Тогда прибор работает по принципу машины Линде как самый простой и надежный холодильник.

Тепловая мощность такого холодильника в первом приближении может быть подсчитана по формуле

$$W_x \approx \bar{\varepsilon}_I \Delta p c_p \gamma_0 Q_0, \qquad \text{(XI. 35)}$$

где Δp — перепад давления на дроссельном элементе в *кГ/см²*; Q_0 — расход газа в *м³/ч*; c_p — теплоемкость газа при постоянном давлении в *ккал/кг·°С*, γ_0 — объемный вес газа в *кг/м³*.

Например, если через $2^1/_2''$ насосно-компрессорные трубы будем нагнетать $\approx 400\,000$ *м³/сутки* или $16\,700$ *м³/ч* газа при давлении 200 *кГ/см²* (нормальные условия), то для $\bar{\varepsilon}_I = 0{,}3°$ С/*см²/кГ*, $\Delta p =$ $= 100$ *кГ/см²*, $c_p = 0{,}53$ *ккал/кг·°С*, $\gamma_0 = 0{,}7$ *кГ/см³* получим $W_x =$

$= 0{,}3 \cdot 100 \cdot 0{,}53 \cdot 0{,}7 \cdot 16\,700 = 185\,000$ *ккал/ч* холода, т. е. примерно столько же калорий холода, сколько калорий тепла получаем при нагнетании жидкости. Однако осуществление замораживания забоя более сложно, чем нагревание. Для этой цели требуются мощные дожимные компрессорные агрегаты и тщательная очистка газа, чтобы избежать закупорки дроссельного приспособления.

ВНУТРИПЛАСТОВОЕ ЗАМОРАЖИВАНИЕ

В случае нагнетания газа в пласте с высоким перепадом давлений возникают реальные возможности для образования внутри пласта холодного кольца заданного диаметра вокруг скважины при сохранении нормальной температуры стенок ствола скважины, что было раньше доказано теоретически.

Явление внутрипластового охлаждения при интенсивном нагнетании в пласт может оказаться в определенных условиях очень полезным, например, при необходимости устойчивого замораживания пластовых вод на определенном расстоянии от забоя скважины, для временной закупорки продуктивных зон, для создания «сухих» зон определенного диаметра при прохождении шахт, при проведении многократного гидроразрыва в отдаленных участках пласта и др.

Рассмотрим механизм внутрипластового замораживания пласта при нагнетании газа. Нагнетаемый в пласт сухой газ с нормальной забойной температурой сразу же оттесняет воду от стенок скважины в глубь пласта. В призабойной зоне остается некоторая остаточная водонасыщенность, не препятствующая свободной фильтрации газа. Температура в призабойной зоне пласта с ростом расстояния от забоя постепенно понижается. Установившаяся часть кривой распределения температур вокруг забоя скважины до точки минимальной температуры соответствует кривой распределения давлений. Когда зона холода, распространяясь со скоростью конвективного переноса, перейдет через точку нулевой температуры, за пределами этой точки в пласте образуется кольцо замерзания воды, наружный диаметр которого постепенно увеличивается. В пределах зоны замерзания остаточная пластовая вода замерзает, но пути фильтрации для газа остаются все еще открытыми. После наращивания наружного диаметра кольца замерзания до требуемых размеров прекращают нагнетание газа и пластовая вода, устремляясь обратно к забою скважины, попадает снаружи в зону замерзания, где превращается в ледяную стенку, обволакивающую призабойную зону непроницаемым кольцом. Наружным радиусом зоны замерзания задаются в зависимости от количества израсходованного газа; внутренний радиус зоны замерзания зависит от исходной температуры газа у стенок скважины и крутизны воронки депрессии, т. е. от темпов нагнетания газа и проницаемости пласта. Изменение внутреннего радиуса зоны замерзания достигается путем изменения исходной температуры нагнетаемого газа на забое скважины. Например, для уменьшения этого радиуса следует понизить температуру газа, что

проще всего осуществляется предварительным дросселированием газа в забойном приборе. Таким образом, при необходимости можно уменьшить внутренний радиус зоны замерзания до радиуса стенок скважины.

Для временной закупорки нефтяных или газовых горизонтов следует предварительно перед охлаждением закачать в призабойную зону пласта определенное количество воды или нефти, застывающей в низких температурах, чтобы создать условия для образования непроницаемой стенки в холодной зоне, после чего можно приступить к созданию зоны замерзания.

Замерзание призабойной зоны пласта создает очень благоприятные условия для улучшения технологии гидроразрыва пласта. Во-первых, в этих условиях в качестве жидкости разрыва можно применять техническую воду, которая в холодной зоне замерзает и раскрывает трещины; во-вторых, операцию гидроразрыва можно выполнять одним агрегатом, поскольку лед в холодной воде закупоривает все проходные каналы и нет надобности форсировать нагнетание для повышения давления разрыва, и, наконец, процесс гидроразрыва совершается многократно, так как вода в каждой новой трещине замерзает и трещина расклинивается льдом, давление нагнетания повышается до образования новой трещины и т. д. Таким образом, в замороженной зоне пласта должна образоваться система трещин разрыва, существенно повышающая проницаемость пласта.

Для наглядного представления эффекта внутрипластового охлаждения покажем распределение температур в пласте через 1 год нагнетания метана в скважину для следующих реальных условий: $r_0 = 10$ *см*, $c_p = 0{,}531$ *ккал/кг·°С*, $\gamma_0 = 0{,}66$ *кГ/м³*, $c_п = 650$ *ккал/м³·°С*, $h = 10$ *м*, $\mu = 0{,}015$ *спз*, $k\mu = 0{,}03$ *д*, $Q_0 = 2{,}0 \cdot 10^6$ *м³/сутки*, $m = 0{,}2$, $p_п = 100$ *кГ/см²*, $T_з = 27°\,С = 300°\,К$, $\bar{\alpha}_s = 0{,}046$.

В соответствии с принятыми исходными данными вычисляем

$$\frac{\mu\, Q_0 p_0}{\pi\, k_\mu h} = 3680 \text{ кг}^2/\text{см}^4; \quad \frac{c_p \gamma_0 Q_0}{c_п\, \pi\, h r_0^2} = 0{,}04 \text{ сек}^{-1}; \quad \frac{2{,}25\,\varkappa}{r_0^2} = 22{,}5 \text{ сек}^{-1}.$$

Забойное давление после одного года нагнетания по формуле (VI. 62) достигает уровня

$$p_з(t) = \sqrt{100^2 + 1840 \ln (22{,}5 \cdot 365 \cdot 86\,400)} \approx 218 \text{ кГ/см}^2.$$

Радиус пояса минимальной температуры в пласте по формуле (VI. 55)

$$r_м = 0{,}1 \sqrt{1 + 0{,}04 \cdot 365 \cdot 86\,400} \approx 112{,}1 \text{ м}.$$

Давление в точке $r_м$ по формуле (VI. 58)

$$p(r_м) = \sqrt{218^2 - 3680 \ln \frac{112}{0{,}1}} \approx 147{,}5 \text{ кГ/см}^2.$$

Следовательно, перепад давлений, связанный с дроссельным эффектом,

$$\Delta p_{i\,м} = 218 - 147{,}5 = 70{,}5 \ кГ/см^2.$$

Перепад давлений, влияющий на адиабатический эффект упругого сжатия, $\Delta p_S = +47{,}5 \ кГ/см^2$.

Поскольку данный расчет является иллюстративным и не претендует на высокую точность, вычислим значение интегрального коэффициента Джоуля — Томсона по схеме И. А. Чарного [77]

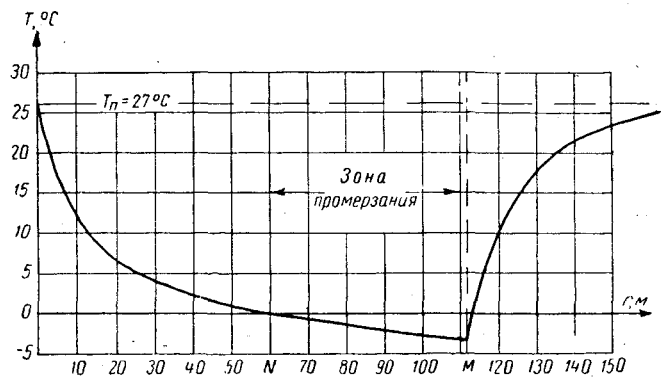

Рис. 45. Распределение температуры в пласте после длительного нагнетания газа с избыточным давлением $p = 70{,}5 \ кГ/см^3$, $Q = 1 \cdot 10 \ м^3/сутки$.

на основании уравнения Ван-дер-Ваальса. Для метана $\varepsilon_i = -0{,}436$ °C/*ат* при исходной температуре 27° С. Соответственно условиям задачи $\alpha_s = -0{,}046 \cdot \varepsilon_i \approx 0{,}02$° С/*ат*.

Теперь можно вычислить по формуле (VI. 60) температуру пласта на расстоянии 112 *м* от скважины после одного года нагнетания

$$T = 27 - 0{,}436 \cdot 70{,}5 + 0{,}02 \cdot 47{,}5 = -2{,}9 \ °C.$$

На рис. 45 показана расчетная кривая распределения температур внутри пласта. Выделяется относительно широкий пояс отрицательных температур шириной ≈ 50 *м* от $r_1 = 60$ *м* почти до $r_2 = 112{,}5$ *м* с последующим резким переходом к начальной температуре пласта в зоне $r > r_2$.

НАГНЕТАНИЕ ГОРЯЧИХ ВЫТЕСНИТЕЛЕЙ В ПЛАСТ

Тепловая обработка промышленных площадей нефтяных залежей осуществляется путем конвективного переноса тепла в пласте различными теплоносителями. Эффективность тепловой обработки пласта зависит в основном от темпов нагнетания и качества

нагнетаемого в пласт агента, который должен быть хорошим теплоносителем и одновременно хорошим вытеснителем нефти.

Безразмерным показателем качества теплоносителя может быть относительная скорость переноса тепла в пористой среде при заданном перепаде давления. Заметим, что скорость конвективного переноса тепла $u_п$ в общем случае определяется выражением

$$u_п = \frac{\Delta Q_i}{\Delta Q_п} v_i, \qquad \text{(XI.36)}$$

где ΔQ_i — тепло, теряемое единицей объема теплоносителя при охлаждении до начальной температуры пласта; $\Delta Q_п$ — тепло, приобретаемое единицей объема пласта при нагревании до начальной температуры теплоносителя. Скорость фильтрации теплоносителя v_i определяется законом Дарси.

Отношение скорости $u_п$ к скорости конвективного переноса тепла для эталонной жидкости (вода при температуре 20° С) n_i будем считать количественным выражением качества теплоносителя

$$n_{i\,ж} = \frac{c_i}{c_в} \frac{\mu_в}{\mu_i}, \qquad \text{(XI. 37)}$$

где c — объемная теплоемкость; μ — вязкость.

Для газового теплоносителя

$$n_{i\,г} = \frac{c_i}{c_в} \frac{\mu_в}{\mu_i} \frac{p_i}{p_0}, \qquad \text{(XI.38)}$$

где p_i — абсолютное давление; индексы i, $в$ относятся к изучаемому теплоносителю и воде.

Для пара показатель n_i следует определять так

$$n_{i\,п} = \frac{c_i + \frac{r}{\Delta T}}{c_в} \frac{\mu_в}{\mu_{i\,п}} \frac{p_{i\,п}}{p_0}, \qquad \text{(XI.39)}$$

где r — теплота испарения.

Очевидно, что для воды при температуре 20° С $n_{i\,в} = 1$. По мере нагревания показатель качества теплоносителя растет в основном за счет снижения вязкости. Так, для воды при температуре 100° С имеем $n_{i\,в} = 4$; для воздуха под абсолютным давлением 10 $кГ/см^2$ и при температуре 200° С $n_{i\,г} = 0{,}05$; в тех же условиях для углеводородных газов $n_{i\,г} = 0{,}10$, для водяного пара $n_{i\,п} = 1{,}7$ и т. д.

Это значит, что самым эффективным теплоносителем является горячая вода. При нагнетании в скважину горячей воды ($n_{i\,в} = 4$) пласт нагревается примерно в 80 раз быстрее, чем при нагнетании воздуха ($n_{i\,в} = 0{,}05$) при одинаковых перепадах давления. Очень эффективным теплоносителем является водяной пар особенно на линии насыщения при высоких давлениях.

Промышленный теплоноситель для тепловой обработки пласта, кроме высокой теплоемкости и низкой вязкости, должен обладать высокой вытесняющей способностью.

Лабораторными опытами Стовелла [67] было показано, что водяной пар на линии насыщения обладает практически совершенной вытесняющей способностью: независимо от исходной температуры пар вытесняет из песка почти всю остаточную нефть. В то же время из опытов К. А. Оганова [55] следует, что горячая вода вытесняет из песка лишь немного больше нефти, чем холодная, и поэтому тепловая обработка нефтяного пласта горячей водой не может быть рентабельной. Только водяной пар может рассматриваться в качестве достаточно рентабельного промышленного вытеснителя для тепловой обработки нефтяного пласта [83]. Дальнейшее повышение эффективности тепловой обработки пласта возможно при усовершенствовании технологии процесса, снижении тепловых потерь и пр. Тепловые потери нарастают прямо пропорционально перепаду температур между теплоносителем и пластом и снижаются с ростом темпов нагнетания. Поскольку вытесняющие способности пара не зависят от температуры, то для сокращения тепловых потерь следует применять для обработки пласта пар с минимальной температурой, которая соответствует пластовому давлению на фронте горячей воды. Значительную экономию в расходах тепловой энергии дает метод обработки пласта, предложенный сотрудниками УкрНИГРИ [82], основанный на регенерации запаса тепловой энергии предварительно нагретой зоны пласта. При этом нагнетаемая в скважину холодная вода, попадая в горячую зону, нагревается и превращается в пар, который на выходе за пределы горячей зоны пласта конденсируется и вытесняет остаточную нефть. При этом горячая зона переносится в глубь пласта, обрабатывая постепенно все новые участки залежи без дополнительных расходов тепловой энергии. Лабораторные эксперименты, проведенные К. А. Огановым [55], подтвердили в принципе реальность такого процесса и показали, что расходы тепловой энергии на прямую обработку пласта предлагаемым способом в несколько раз меньше, чем при сплошном нагревании пласта, а потери тепла в стволе скважины полностью отсутствуют, так как в скважину нагнетают холодную воду.

С теоретической точки зрения вопросы превращения потока воды в пористой среде в поток пара на входе в горячую зону, конденсация пара на выходе из горячей зоны и в связи с этим вопрос конвективного переноса горячей зоны конденсирующимся паром еще очень слабо изучены. Аналитической базой для исследования указанных явлений может быть уравнение энергии для потока упругой жидкости в пористой среде [93], которое выведено в главе III этой книги

$$\operatorname{div}\lambda \operatorname{grad} T - c\frac{\partial T}{\partial t} - \gamma \bar{v} \operatorname{grad} I - m\gamma T\frac{\partial s}{\partial t} = 0. \qquad \text{(XI. 40)}$$

В данном случае для условий парообразования и конденсации следует учитывать скрытую теплоту испарения при определении

энтальпии I и энтропии s, что значительно усложняет точное аналитическое решение задачи. В то же время решение конкретных примеров с помощью быстродействующей вычислительной техники, видимо, несложно.

Предварительно нагретая горячая зона в призабойной зоне скважины может быть создана путем нагнетания в скважину горячего агента или более просто — методом воспламенения пласта.

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ПЛАСТА

Тепловая обработка пласта с помощью передвижного очага горения кажется очень перспективной. За рубежом этой проблеме уделяется серьезное внимание. Проводятся многочисленные лабораторные и промысловые опыты, о которых некоторое представление дает обзор литературы по термическим методам [57]. В итоге многочисленных экспериментов установлено, что воспламенение нефтяного пласта удается осуществить лишь при наличии очень тяжелой нефти в пласте, оставляющей за собой при вытеснении и нагревании достаточное количество кокса. Большинство пластовых нефтей не дает стационарного очага горения в пласте, что уже доказано многими экспериментами. Для нефтей прикарпатских месторождений К. А. Оганов получал в лабораторных условиях очаг горения, затухающий по пути перемещения (см. рис. 29), что свидетельствует о недостаточном количестве горючего в зоне реакции. И наоборот, в опытах зажигания газовоздушной смеси в сухом песке температура горячей зоны повышалась по пути перемещения до стабильных значений (рис. 46). Видимо, в большинстве случаев для стабилизации горения нефтяного пласта необходимо доставлять недостающее количество топлива в зону горения извне вместе с воздухом в количестве, зависящем от качества пластовой нефти. Питаемый извне передвижной очаг горения можно создать и поддерживать и в водоносном пласте.

По температурным кривым на рис. 46 заметно, что ширина горячей зоны в пласте увеличивается по пути движения, очевидно, вследствие более быстрого движения фронта. Конвективный перенос фронта осуществляется продуктами горения и парами остаточной нефти и воды, теплоемкость и вес которых больше, чем исходной горючей смеси. Кроме этого, при переходе через фронт горячей зоны конденсируются пары воды, образовавшейся в процессе горения углеводородов. Расширение горячей зоны приводит, с одной стороны, к повышению расхода тепла на тепловую обработку пласта, а с другой стороны, — к ускорению темпов обработки; последнее сказывается положительно на экономике процесса.

Технология воспламенения нефтяного пласта несложная. Вначале с помощью забойной горелки или электронагревателя поднимают температуру забоя до точки самовоспламенения кокса, а затем нагнетают в скважину воздух. Если собственного горючего в пласте недостаточно, то после охлаждения забоя добавляют в воздух неко-

торое количество метана или другого горючего газа. Этим можно регулировать и температуру горячей зоны. Минимальные тепловые потери, а следовательно, минимальный расход горючего и максимальный экономический эффект процесса обеспечивается предельно высокими темпами нагнетания воздуха при предельно низкой температуре горения.

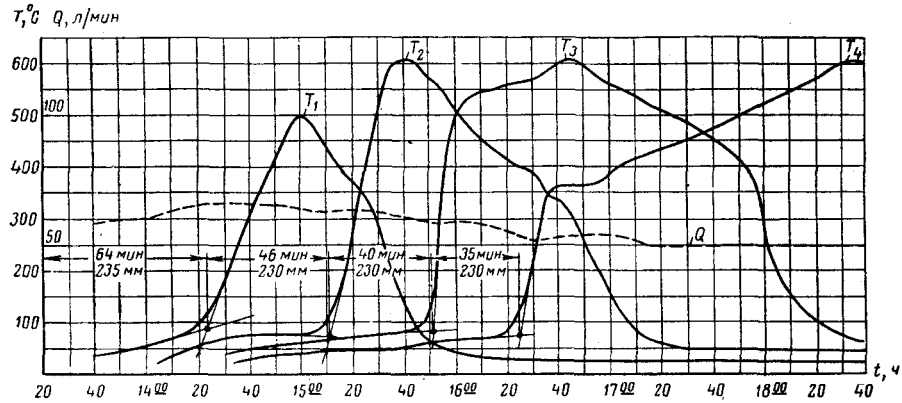

Рис. 46. Температурные профили передвижного очага горения в модели пласта, питаемого извне газовоздушной горячей смесью.

Еще проще воспламеняется в пористой среде горючая смесь с помощью электрозапала. Для этого в скважину опускают электрозапал (электронагреватель малой мощности), засыпают его песком и в процессе нагнетания газовоздушной смеси включают электрозапал на несколько минут. Образовавшийся вокруг электрозапала очаг горения заносится потоком горючей смеси в пласт. Однако, как вытекает из оценочных расчетов, для тепловой обработки 1 $м^3$ пласта необходимо перекачать через него около 2000 $м^3$ воздуха (нормальные условия). Если в обработанном кубическом метре пласта содержится в лучшем случае 100 *кг* нефти, то воздушно-нефтяной фактор процесса будет не меньше 20 000 $м^3/т$. Это свидетельствует о низкой рентабельности процесса воспламенения пласта вообще. Только в редких случаях высокопроницаемых коллекторов можно перекачивать через пласт такие большие количества воздуха при не очень высоких давлениях в реальные сроки.

Поскольку остаточная нефть вытесняется водяным паром в десятки раз быстрее, чем огнем, в нефтедобывающей промышленности воспламенение пласта будет играть, видимо, подчиненную роль как средство для предварительного разогрева призабойной зоны пласта для последующей тепловой обработки пласта паром, образующимся в горячей зоне из нагнетаемой в пласт холодной воды.

§ 5. ТЕРМОЛИФТ

После закрытия многих фонтанирующих скважин минеральных вод Грузии (на месторождениях Боржоми, Сухуми и др.) устьевое давление с течением времени снижается, а статический уровень воды в скважине стабилизируется значительно ниже устья, хотя при самоизливе устойчивые дебиты воды без признаков свободного газа нередко превышают 1000 *м*^{3}/*сутки*.

Искусственный вызов притока в таких скважинах приводит опять к устойчивому самоизливу, причем дебит скважины медленно увеличивается, приближаясь постепенно к максимальному значению, характерному для данной скважины. С ростом дебита увеличивается и температура воды на устье скважины. С момента стабилизации температуры воды на выкиде устанавливается и дебит скважины.

Таким образом, существует связь между температурой воды в стволе скважины и ее дебитом. Здесь, очевидно, встречаемся с механизмом фонтанирования, который по терминологии нефтяников следовало бы назвать термолифтом.

Подобные явления наблюдаются и при фонтанировании нефтяных скважин. В некоторых случаях, особенно в процессе исследования высокодебитных скважин, изменения температуры столба жидкости в скважине играют, несомненно, существенную роль, искажая индикаторные кривые и кривые восстановления.

Влияние температуры на дебит скважины покажем на несложном примере жесткой пластовой системы с постоянным далением на контуре в области существования закона Дарси. Тогда дебит скважины зависит лишь от забойного давления и определяется простым соотношением

$$G = K\,\Delta p, \tag{XI.41}$$

где G — дебит в *кг/сек*; K — коэффициент продуктивности в *см*^{2}/*сек*; Δp — депрессия в *кГ/см*^{2}.

Пусть статический уровень столба воды с распределением температур согласно геотермическому градиенту находится ниже устья на глубине h. При глубине залегания кровли пласта H повышение уровня жидкости в стволе скважины за счет нагревания будет следующее

$$\Delta H = \beta\,(H - h)\,\Delta T_c, \tag{XI.42}$$

где β — объемный коэффициент теплового расширения жидкости за вычетом теплового расширения труб в °C^{-1}; ΔT_c — среднее по стволу скважины повышение температуры в °C.

Если не учитывать гидравлических потерь давления в восходящем потоке жидкости, то изменение забойного давления с началом перелива будет определяться превышением столба жидкости ($\Delta H - h$) над устьем скважины

$$\Delta P = \gamma_0\,[\beta\,(H - h)\,\Delta T_c - h], \tag{XI.43}$$

причем γ_0 — средний объемный вес жидкости в геотермических условиях в *кг/см*^{3}.

Статический уровень жидкости подходит к устью, когда

$$\Delta T_0 = \frac{h}{\beta (H-h)}. \qquad \text{(XI. 44)}$$

Например, при глубине скважины 3000 *м* и статическом уровне $h = 15$ *м*, принимая во внимание средний коэффициент теплового расширения воды в пределах температур от устья ($\approx$20°) до забоя ($\approx$100° С) порядка $\beta = 4 \cdot 10^{-4}$° С$^{-1}$, находим по формуле (XI. 44) $\Delta T_0 = 12{,}6$° С.

Используя (XI. 41), (XI. 43) и (XI. 44), вычисляем дебит самоизлива

$$G = K \gamma_0 \beta (H - h)(\Delta T_c - \Delta T_0). \qquad \text{(XI. 45)}$$

Для устойчивого перелива требуется, очевидно, такой дебит G, который обеспечивает необходимое повышение температуры столба жидкости в скважине. В период возбуждения скважины отбор жидкости обеспечивается механическим подъемником, например с помощью погружного центробежного насоса. Нарастание температуры в стволе скважины при постоянном отборе происходит непрерывно, и при неограниченном времени отбора жидкости температура на выкиде приблизится к забойной. Тогда предельное повышение средней температуры столба жидкости в скважине будет

$$\Delta T_м = \frac{\Gamma H}{2}, \qquad \text{(XI. 46)}$$

где Γ — геотермический градиент в °С/*см*.

Таким образом, верхний предельный дебит самоизлива может достигать значения

$$G_м = \frac{1}{2} K \gamma_0 \beta (H - h)(\Gamma H - 2\Delta T_0). \qquad \text{(XI. 47)}$$

Пусть, например, $K = 1$ *см*^{2}/*сек*, что соответствует суточному дебиту 86,4 *м*^{3} на 1 *кГ/см*^{2} падения забойного давления, $\gamma_0 = 0{,}98 \times \times 10^{-3}$ *кГ/см*^{3} и $\Gamma = 3{,}33 \cdot 10^{-4}$ °С/*см*. Тогда при ранее принятой глубине скважины $H = 3000$ *м* и $h = 15$ *м* получаем из (XI. 43), (XI. 46) и (XI. 47) $\Delta T_м = 50$° С; $\Delta H_м = 180$ *м*, $\Delta p_м = 16{,}1$ *кГ/см*^{2}; $G_м = 5{,}4$ *кг/сек* или 565 *т/сутки*.

Предельная производительность термолифта, определяемая формулой (XI. 47), характеризует его потенциальные возможности. На практике она не досягаема даже после очень длительной работы скважины ввиду неизбежных гидравлических потерь в трубах, которые мы не учитывали в расчетах. Практический интерес представляет характер нарастания производительности термолифта во времени. Поскольку до сих пор нет точных решений задачи для средней температуры восходящего потока жидкости в стволе скважины, воспользуемся приближенным выражением (VIII. 39), которое перепишем

в несколько упрощенном виде (без учета теплового эффекта адиабатического расширения жидкости)

$$\Delta T(z, t) \approx \Gamma \frac{c_p G_0}{k(t)} \left(1 - e^{-\frac{k(t)}{c_p G_0}}\right), \quad \left| t > \frac{z}{w} \right| \qquad \text{(XI. 48)}$$

где z — расстояние от кровли продуктивного горизонта в *см*; c_p — теплоемкость жидкости в *ккал/кг·°* С; t — время от начала работы скважины с постоянным отбором в *сек*; w — скорость восходящего потока жидкости в стволе скважины в *см/сек*. Функция времени $k(t)$ выражается так

$$k(t) = \frac{2\pi\lambda}{\ln\left[1 + \sqrt{\frac{\pi at}{r_0^2}}\right]}, \qquad \text{(XI. 49)}$$

где λ — теплопроводность пород в *ккал/см·сек·°*С; a — температуропроводность пород в *см²/сек*; r_0 — радиус ствола скважины или наружный радиус обсадных труб в *см*.

Интегрируя (XI. 48) в пределах от $z = 0$ до $z = H$, получаем среднее приращение температуры в скважине за время t

$$\Delta T_c(t) = \Gamma \frac{c_p G_0}{k(t)} \left[1 + \frac{c_p G_0}{Hk(t)} \left(e^{-\frac{k(t) H}{c_p G_0}} - 1\right)\right]. \qquad \text{(XI. 50)}$$

Ввиду низкой теплопроводности горных пород (порядка $2 \cdot 10^{-6}$ *ккал/см·сек·°*С) значение функции $y = \frac{k(t) H}{c_p G_0}$ становится меньше единицы по истечении определенного интервала времени $t_{мн}$. Установив значение $t_{мн}$, например из условий $y \leqslant 0{,}5$, можем развить экспоненциальную функцию в формуле (XI. 50) в степенной ряд и, используя четыре члена этого ряда, получить простое выражение

$$\Delta T_c(t) \underset{t > t_{мн}}{\approx} \frac{\Gamma H}{2} \left(1 - \frac{1}{3} \frac{k(t) H}{c_p G_0}\right). \qquad \text{(XI. 51)}$$

Результат показывает, что за время $t_{мн}$, которое для высокодебитных скважин составляет иногда минуты, средняя температура в скважине достигает относительно быстро значений 85—90% от максимального, а затем темпы роста температуры становятся очень медленными, так как выражение $k(t)$ уменьшается по логарифмическому закону. В низкодебитных скважинах значение времени $t_{мн}$ может оказаться значительным (иногда годы). Тогда формула (XI. 51) не имеет практического смысла и приходится использовать более сложную формулу (XI. 50).

Для изучения нагревания скважины в процессе ее возбуждения зададимся условием $y = \frac{k(t)H}{c_p G_0} \geqslant 4$. Тогда для интервала времени $t_м$, полученного из принятого условия, уравнение (XI. 50) упростится

$$\underset{t<t_м}{\Delta T_c(t)} \approx \Gamma \frac{c_p G_0}{k(t)} \left(1 - \frac{c_p G_0}{Hk(t)}\right). \qquad \text{(XI. 52)}$$

Зависимость (XI. 52) может быть полезной для оценки затрат времени на возбуждение скважины при заданной производительности механического подъемника G_0.

Из (XI. 49) и (XI. 52) получаем

$$t = \frac{r_0^2}{\pi a}\left\{\exp\left[\frac{\pi\lambda H}{c_p G_0}\left(1 - \sqrt{1 - \frac{4\Delta T_c}{\Gamma H}}\right)\right] - 1\right\}^2. \qquad \text{(XI. 53)}$$

До тех пор, пока подъемник обеспечивает постоянный отбор жидкости из скважины G_0, процесс протекает в соответствии с формулами (XI. 50) и (XI. 53). Но после выключения подъемника дебит скважины может оказаться меньше, чем производительность подъемника. Это приведет к снижению темпов нагревания ствола, а следовательно, если не к затуханию притока, то, по крайней мере, к удлинению периода стабилизации дебита скважины. Поскольку какие-либо достаточно убедительные аналитические решения задачи нагревания восходящего потока в стволе скважины с переменным дебитом в литературе не встречаются, то в основу расчета периода возбуждения термолифта целесообразно положить условие постоянного дебита. Тогда дебит скважины после выключения механического подъемника должен сохраняться на постоянном уровне G_0. В этом случае продолжительность механического возбуждения скважины вычисляется с некоторым запасом. Из принятого условия нетрудно вычислить необходимое повышение температуры столба жидкости в скважине в процессе механического возбуждения по формулам (XI. 43) и (XI. 45)

$$\Delta T_c(t_в) = \frac{G_0 + K\gamma_0 h}{K\gamma_0\beta(H-h)}. \qquad \text{(XI. 54)}$$

Вводя значение (XI. 54) и (XI. 53), получаем

$$t_в = \frac{r_0^2}{\pi a}\left\{\exp\frac{\pi\lambda H}{c_p G_0}\left(1 - \sqrt{1 - \frac{4(G_0 + K\gamma_0 h)}{K\gamma_0\beta(H-h)H\Gamma}}\right] - 1\right\}^2. \qquad \text{(XI. 55)}$$

В случае, когда $\frac{4\pi T_c(t_в)}{\Gamma H} \ll 1$, формула (XI. 55) принимает вид

$$t_в \approx \frac{r_0^2}{\pi a}\left[\exp\frac{2\pi\lambda}{\beta c_p \Gamma(H-h)}\left(\frac{1}{K\gamma_0} + \frac{h}{G_0}\right) - 1\right]^2. \qquad \text{(XI. 56)}$$

Например, для ранее принятых параметров и для $a = 10^{-3}$ *см*^{2}/*сек*, $r_0 = 10$ *см*, $\lambda = 2 \cdot 10^{-6}$ *ккал/см·сек·°С* для разных мощностей на-

соса $G_{0_1} = 1$ *кг/сек* и $G_{0_2} = 0{,}2$ *кг/сек* получаем из (XI. 56) следующие продолжительности возбуждения термолифта: $t_{в_1} = 5400$ *сек* или около 1,5 *ч*; $t_{в_1} = 82 \cdot 10^5$ *сек* или около трех месяцев. Здесь видно заметное влияние производительности возбуждающего агрегата. Полученные результаты достаточно точны пока значение $y = \frac{k(t)H}{c_p G_0} \geqslant 4$, что нетрудно проверить.

При недостаточной производительности насоса скважина может и не возбуждаться в период испытания. Возможно, именно поэтому многие глубокие скважины, представляющие большой резерв минеральных и термальных вод, простаивают. В свете сказанного пересмотр условий фонтанирования этих скважин может дать ценный практический результат.

Влияние температуры на положение уровня жидкости в нефтяной скважине значительно больше, чем в водяной. Приращению температуры столба нефти в скважине глубиной 3000 *м* на 1° С соответствует повышение уровня на 9 *м* благодаря высокому значению коэффициентов теплового расширения нефти. Это обстоятельство может заметно искажать результаты гидродинамических наблюдений особенно в высокодебитных скважинах, которые испытываются, как правило, без учета изменений температуры.

§ 6. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ЭФФЕКТОВ В ГЛУБИННОЙ ТЕХНИКЕ

ДРОССЕЛЬНЫЙ ЗАБОЙНЫЙ НАГРЕВАТЕЛЬ

В нефтедобывающей промышленности применяются для подогрева забоя скважин забойные электронагреватели и горелки различных конструкций.

Слабым звеном глубинной электронагревательной установки является электрокабель. Изоляция кабеля и самого нагревателя в коррозийной среде ствола скважины часто нарушается. Большие затруднения возникают при спуске кабеля в скважину.

Для глубинных горелок нужно подводить горючее и кислород, а также поддерживать определенные условия горения. Эти условия достигаются проще всего при наличии двухрядного подъемника. Но неудобства и громоздкость спуско-подъемных операций при двухрядном подъемнике тормозят промышленное внедрение этого варианта.

Некоторым преимуществом отличается дроссельный забойный нагреватель (рис. 47), который состоит из пористого элемента *1*, кожуха *2*, теплообменника *3* и тепловой изоляции *4*. Дроссельный нагреватель опускается в скважину на насосно-компрессорных трубах *5*. Принцип работы дроссельного нагревателя заключается в преобразовании механической энергии потока нагнетаемой в насосно-компрессорные трубы жидкости в тепловую. Благодаря эффекту Джоуля-Томсона жидкость, проходя через дроссельный элемент *1*, нагревается и, возвращаясь через теплообменник *3*, отдает тепло

встречному потоку рабочей холодной жидкости. Таким образом, тепло, генерируемое в элементе *1*, может быть рассеяно только через кожух *2*, на котором для этой цели имеются ребра *а*. В качестве дроссельного элемента можно использовать пористое тело, регулируемый штуцер и пр. Тепловая мощность дроссельного нагревателя прямо пропорциональна механической мощности нагнетательного агрегата и может быть вычислена по формуле

$$W = 0{,}084\eta\, Q\, \Delta p, \qquad \text{(XI. 57)}$$

где W — тепловая мощность в *ккал/ч*; η — коэффициент полезного действия нагревателя; Q — расход жидкости в *см³/сек*; Δp — перепад давления в дроссельном элементе в *кГ/см²*.

Например, нагнетая 4000 *см³/сек* жидкости агрегатом АН-500 при давлении 500 *кГ/см²* и $\eta = 0{,}72$, получим тепловую мощность $W = 0{,}084 \cdot 0{,}72 \cdot 4000 \cdot 500 = 120\,000$ *ккал/ч*: это соответствует мощности электронагревателя $\approx$140 *квт*. При необходимости повысить тепловую мощность дроссельного нагревателя можно применить соответствующее количество нагнетательных агрегатов, включая использование полной пропускной способности насосно-компрессорных труб. Предварительный расчет показывает, что предельная мощность дроссельного нагревателя, спущенного на 3″ насосно-компрессорных трубах, превышает миллион килокалорий в час.

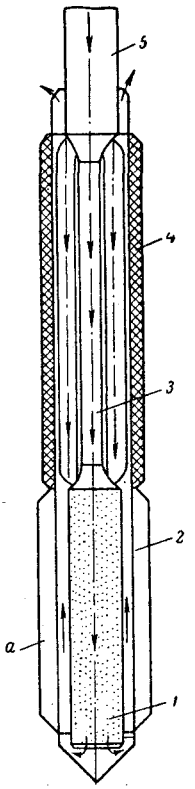

Рис. 47. Схема дроссельного забойного нагревателя.

Благодаря высокой тепловой мощности, несложной конструкции, простоте применения и наличию на нефтяных промыслах нагнетательных агрегатов забойный дроссельный нагреватель может быть быстро внедрен в производство. Для этого приводим ниже обоснование ряда расчетных формул для вычисления основных параметров дроссельного агрегата.

Отношение механической мощности W_Q, которая преобразуется дроссельным элементом в тепловую, к затрачиваемой механической мощности $W_м$ будем называть термодинамическим к. п. д. нагревателя

$$\eta_т = \frac{W_Q}{W_м}. \qquad \text{(XI. 58)}$$

Повышение температуры дросселирующей жидкости зависит от перепада давлений

$$dT = \varepsilon_1 dp, \qquad \text{(XI. 59)}$$

где T — температура; p — давление; ε_I — коэффициент Джоуля-Томсона, определяемый следующим термодинамическим соотношением

$$\varepsilon_I = \frac{A}{c_p}\left[V - T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p\right], \qquad \text{(XI. 60)}$$

причем A — механический эквивалент тепловой энергии; c_p — теплоемкость жидкости; v — удельный объем жидкости. Индексом p обозначаются параметры, значение которых соответствует постоянному давлению.

Тепловая мощность на пути перепада давлений dp равна произведению приращения температуры dT на теплоемкость жидкости и весовой расход

$$dW_Q = \gamma c_p q dT = \gamma c_p q \varepsilon_I dp. \qquad \text{(XI. 61)}$$

Замечая, что $\gamma = \frac{1}{V}$ и учитывая зависимость (XI. 60), получаем из (XI. 61)

$$dW_Q = Aq\left[1 - \frac{T}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p\right]. \qquad \text{(XI. 62)}$$

Механическая энергия, расходуемая на поддержание движения жидкости, определяется в тепловых единицах

$$dW_м = Aq\, dp. \qquad \text{(XI. 63)}$$

Частное из выражений (XI. 62) и (XI. 63) дает искомый термический к. п. д. дроссельного нагревателя

$$\eta_т = 1 - \frac{T}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p. \qquad \text{(XI. 64)}$$

Второй член выражения (XI. 48)

$$\alpha_т = \frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \qquad \text{(XI. 65)}$$

представляет собой коэффициент термического расширения жидкости. Значит, термодинамический к. п. д. дроссельного нагревателя можно вычислить по формуле

$$\eta_т = 1 - \alpha_т T. \qquad \text{(XI. 66)}$$

Представление о реальных значениях термодинамического к. п. д. дроссельного нагревателя можно получить по данным, приведенным в графе 4, табл. 5.

Таблица 5

Жидкость	$t_{кип}$ при $p_{абс}=1$ кГ/см² °С	$10^3\,\alpha_т$, град$^{-1}$	$\eta_т$	$10^3\,\gamma$, кГ/см³	$c_р$, ккал/кг·°С	$10^2\,\varepsilon_т$, град/ат	$10^{-6}\,\eta_т/c_ж^2$, см²/ккал²
1	2	3	4	5	6	7	8
Вода	100	0,206	0,94	0,998	1,00	2,24	0,98
Бензин	80,2	1,24	0,61	0,70	0,41	5,00	7,60
Бензол	80,2	1,06	0,69	0,88	0,407	4,52	7,16
Керосин	—	0,90	0,73	0,8	0,52	4,10	4,23
Масло машинное	—	0,80	0,77	0,90	0,55	3,64	3,14
Нефть	80—300	≈0,85	0,75	0,85	0,50	4,15	4,15
Глицерин	290	0,53	0,85	1,26	0,58	2,72	1,60
Спирт метиловый	64,7	1,22	0,64	0,810	0,60	3,07	2,70
Спирт этиловый	78,3	1,10	0,68	0,79	0,58	3,48	3,23
Скипидар	161	0,94	0,72	0,87	0,42	4,63	6,40
Ртуть	357	0,18	0,95	13,56	0,033	4,96	4,75
Na · K	784	0,26	0,92	0,87	0,30	8,25	13,50

Дистиллированная вода при температуре свыше 20° С обладает высоким к. п. д. — порядка 0,94. В пределах температур от нуля до 4° С коэффициент термического расширения воды ниже нуля, следовательно, значение $\eta_т > 1$. В этих условиях вода нагревается также и вследствие снижения внутренней потенциальной энергии.

Высокими к. п. д. (выше 0,9) отличаются такие жидкие металлы как ртуть, сплав Na · K и др.; нефть и нефтепродукты обладают средними значениями к. п. д. — выше 0,7.

В нагревательном узле накопляется часть тепловой энергии, генерируемой в дроссельном элементе, и часть тепловой энергии отработанной жидкости, возвращаемой через теплообменник. Накопленная энергия расходуется на нагревание забоя и частично на теплопроводные потери через наружные стенки теплообменника в результате несовершенства тепловой изоляции. Некоторая часть тепловой энергии выносится отработанным потоком жидкости. Сказанное можно записать в виде следующего теплового баланса

$$W_Q + W_т = W_п + W_\lambda + W_к + W_т, \qquad (XI.67)$$

где W_Q — тепловая мощность дроссельного элемента; $W_т$ — тепловая мощность потока, циркулирующего в системе через теплообменник; $W_п$ — полезная тепловая мощность нагревателя; W_λ — теплопроводные потери; $W_к$ — тепловая мощность конвективного потока, уходящего за пределы системы.

Генерируемая тепловая мощность определяется формулой

$$W_Q = A\,\eta_т\,q\,\Delta p, \qquad (XI.68)$$

где q — объемный расход жидкости.

Полезная тепловая мощность может быть выражена в первом приближении законом теплопередачи Ньютона

$$W_{\text{п}} = a_{\text{п}} \Delta T_{\text{п}}, \tag{XI. 69}$$

где $\Delta T_{\text{п}}$ — перепад температуры между нагревателем и окружающей средой; $a_{\text{п}}$ — коэффициент теплопередачи нагревателя.

Этим же законом определяются и теплопроводные потери через изоляционный слой теплообменника, коэффициент теплопередачи которого обозначим a_{λ}. Обычно теплопроводные потери не играют существенной роли, поскольку в технических конструкциях $a_{\lambda} \ll \ll a_{\text{п}}$. Суммируя $a = a_{\text{п}} + a_{\lambda}$, можем записать

$$W_{\text{п}} + W_{\lambda} = a \Delta T_{\text{п}}. \tag{XI. 70}$$

Тепловая мощность, уносимая потоком отработанной жидкости, определяется произведением

$$W_{\text{к}} = c_p \gamma q \Delta T_{\text{к}}, \tag{XI. 71}$$

где $\Delta T_{\text{к}}$ — разность температур между уходящими и восходящими потоками жидкости.

Значение $\Delta T_{\text{к}}$ зависит от качества теплообменника и может быть найдено из следующего соотношения

$$W_{\text{т}} \approx c_p \gamma q \Delta T_{\text{п}} = a_{\text{т}} \Delta T_{\text{к}}, \tag{XI. 72}$$

где $a_{\text{т}}$ — коэффициент теплообменника.

Из (XI. 56) получаем

$$\Delta T_{\text{к}} = \frac{c_p \gamma q}{a_{\text{т}}} \Delta T_{\text{п}}. \tag{XI. 73}$$

После подстановки выражения (XI. 73) в (XI. 71) получаем

$$W_{\text{к}} = \frac{(c_p \gamma q)^2}{a_{\text{т}}} \Delta T_{\text{п}}. \tag{XI. 74}$$

Суммируя (XI. 68), (XI. 70) и (XI. 74), получаем

$$\Delta T_{\text{п}} = \frac{A \eta_{\text{т}} q \Delta p}{a + \dfrac{(c_p \gamma q)^2}{a_{\text{т}}}}. \tag{XI. 75}$$

В области существования закона Дарси

$$q = k_{\text{д}} \Delta p, \tag{XI. 76}$$

где $k_{\text{д}}$ — коэффициент пропускной способности дроссельного элемента.

Из (XI. 75) и (XI. 76) находим температуру дроссельного нагревателя как функцию перепада давлений

$$\Delta T_{\text{п}} = \frac{A \eta_{\text{т}} a_{\text{т}} k_{\text{д}} (\Delta p)^2}{a a_{\text{т}} + (c_p \gamma k_{\text{д}} \Delta p)^2}. \tag{XI. 77}$$

Максимальная температура соответствует холостой работе дроссельного нагревателя. Когда $W_{\text{п}} = 0$ или $a = 0$, тогда

$$\Delta T_{\text{пм}} = \frac{A\,\eta_{\text{т}}\,a_{\text{т}}}{k_{\text{д}} c_p^2 \gamma^2} = \frac{A\,\eta_{\text{т}}\,a_{\text{т}}}{k_{\text{д}} c_{\text{ж}}}, \qquad \text{(XI. 78)}$$

где $c_{\text{ж}}$ — объемная теплоемкость жидкости.

Как видно, максимальная температура нагревателя (XI. 62) в случае $W_{\text{п}} = 0$ зависит от параметров жидкости $\eta_{\text{т}}$, $c_{\text{ж}}$, пропускной способности дроссельного элемента $k_{\text{д}}$ и качества теплообменника $a_{\text{т}}$, но не зависит от перепада давлений Δp. Для получения высоких температур в дроссельных элементах желательно применять жидкости с максимальным значением соотношения $\eta_{\text{т}}/c_{\text{ж}}^2$, сохранив при этом соответствующее значение соотношения $a_{\text{т}}/k$.

Высоким значением параметра $\eta_{\text{т}}/c_{\text{ж}}^2 \approx 4 \cdot 10^6$, примерно в четыре раза больше воды, обладают нефтепродукты. Очень высоким значением параметра $\eta_{\text{т}}/c_{\text{ж}}^2$ отличается жидкий сплав Na·K (см. табл. 5).

Коэффициент полезного действия прибора измеряется соотношением используемого тепла к генерируемому теплу.

$$\eta_{\text{п}} = \frac{W_{\text{п}}}{W_Q}. \qquad \text{(XI. 79)}$$

Подставляя выражение (XI. 79) в уравнение теплового баланса (XI. 67) и пренебрегая теплопроводными потерями, получим

$$W_Q (1 - \eta_{\text{п}}) = W_{\text{к}} \qquad \text{(XI. 80)}$$

или с учетом (XI. 75) и (XI. 74)

$$\eta_{\text{п}} = 1 - \frac{\Delta T_{\text{п}}}{\Delta T_{\text{пм}}}. \qquad \text{(XI. 81)}$$

Таким образом, суммарный к. п. д. дроссельного нагревателя будет следующим

$$\eta = \eta_{\text{т}} \eta_{\text{п}} = \eta_{\text{т}} \left(1 - \frac{\Delta T_{\text{п}}}{\Delta T_{\text{пм}}}\right). \qquad \text{(XI. 82)}$$

Значение (XI. 82) может быть выражено с помощью физических характеристик нагревателя с учетом зависимостей (XI. 77) и (XI. 78)

$$\eta = \frac{\eta_{\text{т}}}{1 + \left(\dfrac{c_{\text{ж}} k_{\text{д}} \Delta p}{\sqrt{a a_{\text{т}}}}\right)^2}. \qquad \text{(XI. 83)}$$

В качестве исходных данных при проектировании дроссельного нагревателя следует применять максимально возможное для имеющихся нагнетательных агрегатов рабочее давление Δp, желаемую температуру нагревателя $\Delta T_{\text{п}}$, полезную тепловую мощность $W_{\text{п}}$ или коэффициент теплоотдачи $a_{\text{п}}$ и проектное значение к. п. д. нагревателя.

Для указанной характеристики нагревателя следует подобрать коэффициент теплообменника $a_т$ и коэффициент пропускной способности дроссельного элемента $k_д$.

Из (XI. 67) получаем

$$\frac{k_д^2}{a_т} = \frac{\eta_т - \eta}{\eta} \frac{a}{c_ж^2 (\Delta p)^2} \approx \frac{\eta_т - \eta}{\eta c_ж^2} \frac{W_п}{\Delta T_п (\Delta p)^2}. \qquad \text{(XI. 84)}$$

Из формул (XI. 78) и (XI. 82) можно вычислить

$$\frac{k_д}{a_т} = \frac{A(\eta_т - \eta)}{c_ж^2 \Delta T_п}. \qquad \text{(XI. 85)}$$

Разделив выражение (XI. 84) на квадрат выражения (XI. 85), находим коэффициент теплообменника $a_т$

$$a_т = \frac{W_п c_ж^2 \Delta T_п}{A^2 \eta (\eta_т - \eta) (\Delta p)^2} = \frac{W_п c_ж^2 \Delta T_п}{A^2 \eta_т \eta_п (1 - \eta_п) (\Delta p)^2}. \qquad \text{(XI. 86)}$$

В результате деления выражения (XI. 83) на (XI. 84) получаем значение коэффициента

$$k_д = \frac{a \Delta T_п}{A \eta (\Delta p)^2} \approx \frac{W_п}{A \eta (\Delta p)^2}. \qquad \text{(XI. 87)}$$

ДРОССЕЛЬНЫЙ ЗАБОЙНЫЙ ХОЛОДИЛЬНИК

Схема дроссельного забойного холодильника принципиально не отличается от описанной выше схемы забойного нагревателя (см. рис. 46). Основное отличие заключается в применении иного рабочего агента; для получения эффекта охлаждения следует нагнетать в аппаратуру газ вместо жидкости. Если исходная температура нагнетаемого газа ниже температуры инверсии, то дроссельный процесс дает эффект охлаждения. Поскольку температура инверсии углеводородных газов относительно высокая, то все эти газы, начиная с метана, будут охлаждаться при дросселировании.

Из термодинамических соотношений получаем для реального газа следующее значение коэффициента Джоуля-Томсона

$$\varepsilon_I = -\frac{A}{c_p} \frac{RT^2}{p} \left(\frac{\partial z}{\partial T}\right)_p. \qquad \text{(XI. 88)}$$

Производительность холодильника в соответствии с (XI. 88) будет

$$dW_Q = -AG_0 \frac{RT^2}{p} \left(\frac{\partial z}{\partial T}\right)_p dp, \qquad \text{(XI. 89)}$$

где G_0 — весовой расход газа.

Механическая энергия, расходуемая на движение газа через дроссельный элемент,

$$dW_м = AG_0 d(VP) = ARG_0 (z\, dT + T\, dz). \qquad \text{(XI. 90)}$$

Из соотношения выражений (XI. 89) и (XI. 90) получаем дифференциальный к. п. д. дроссельного холодильника

$$\eta_т = \frac{T}{p}\left(\frac{\partial z}{\partial T}\right)_p \frac{1}{\frac{z}{T}\varepsilon_I + \left(\frac{\partial z}{\partial p}\right)_i}. \qquad (XI.91)$$

Термический коэффициент полезного действия дроссельного холодильника в общем случае ниже, чем дроссельного нагревателя. Максимальные значения $\eta_т \approx 0{,}5—0{,}6$ соответствуют приведенным давлению и температуре в области минимума коэффициента z на рис. 1.

Технический расчет дроссельного холодильника следует вести по предложенной выше схеме расчета дроссельного нагревателя с учетом физических свойств газового холодильного агента. При необходимости часть циркулирующего в скважине газа может нагнетаться в пласт для замораживания забоя или для создания холодного кольца вокруг забоя скважины.

КОМПАКТНЫЙ ГЛУБИННЫЙ ТЕПЛООБМЕННИК

Производительность теплообменника обеспечивается соответствующей эффективной поверхностью теплообмена. Теплопередача через стенку трубы определяется формулой

$$W_п = a_т T_к = \frac{\pi l \Delta T_к}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_м} + \ln\frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}}, \qquad (XI.92)$$

где l — длина трубы; d_1 и d_2 — соответственно внутренний и наружный диаметры трубы; $\lambda_м$ — коэффициент теплопроводности материала трубы; α_1 и α_2 — коэффициенты контактной теплопередачи от жидкости к стенке трубы.

Для тонкостенных труб, омываемых внутри и снаружи одной и той же жидкостью, допустимо ввести такие упрощения: $\ln\frac{d_2}{d_1} \approx \approx \frac{\Delta d}{d_{ср}} \approx \frac{2\delta_м}{d_{ср}}$ ($\delta_м$ — толщина стенки трубы) и $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$.

Тогда выражение (XI. 93) можно записать

$$\frac{W_п}{l\,\Delta T_к} = \frac{a_т}{l} = a_{т_1} = \frac{\pi d_{ср}}{\frac{2}{\alpha} + \frac{\delta_м}{\lambda_м}}. \qquad (XI.93)$$

Измеряя a и δ в *м*, λ в *ккал/м·ч·°С*; α в *ккал/м²·ч·°С*, получим коэффициент теплопередачи трубы $\alpha_{т_1}$ в *ккал/м·ч·°С*.

Коэффициент контактной теплопередачи α значительно меньше коэффициента теплопроводной передачи $\frac{\lambda_м}{\delta_м}$ для тонкостенных труб. В различных теплообменниках для нагревания или охлаждения машинных масел значение коэффициента α находится в пределах

50—1500 *ккал/м²·ч·°С* и зависит от гидродинамического режима потока жидкости. Для воды коэффициент α примерно в четыре раза больше, чем для масел при одинаковых режимах течения. Теплопроводности металлов (*ккал/м·ч·°С*) соответствуют в среднем следующим значениям: медь 330; алюминий 170; латунь 90; олово 60; бронза 50; сталь 40. Значение выражения $\frac{\alpha\delta_м}{\lambda_м}$ в знаменателе формулы (XI. 73) мало́ по сравнению с числом 2. Например, при $\delta_м = 0{,}003$ *м*; $\alpha = 1000$; $\lambda_м = 300$; $\frac{\alpha\delta_м}{\lambda_м} = 0{,}01 \ll 2$. Таким образом, эффективность теплообмена ограничивается в основном значениями коэффициента контактной теплопередачи от жидкости к поверхности металла. Применение труб из высококачественных теплопроводных материалов не может значительно увеличить теплообмен. Через металлическую трубку среднего диаметра $d_{ср} = 0{,}01$ *м* при $\alpha = 100$ *ккал/м²·ч·°С* можно передать в соответствии с формулой (XI. 93) примерно $\frac{\pi}{2} \cdot 1000 \cdot 0{,}01 = 15{,}7$ *ккал/м·ч·°С* и в то же время передача тепла теплопроводностью через стенку медной трубы $б_м = 0{,}002$ *м*, как вытекает из формулы (XI. 73) для случая $\alpha \to \infty$, была бы $\frac{\pi \cdot 0{,}01 \cdot 330}{0{,}002} = 5180$ *ккал/м·ч·°С* — почти в 330 раз больше.

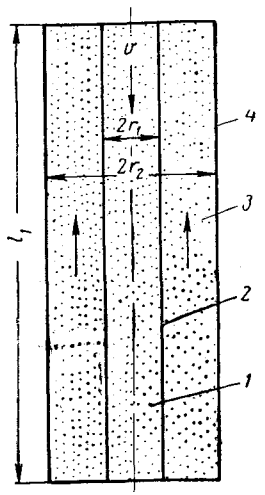

Рис. 48. Элемент пористого теплообменника.

Большое теплопроводное сопротивление пограничного слоя жидкости вызывает необходимость увеличить эффективную поверхность теплообменника, т. е. значительно увеличить габариты теплообменника. Площадь поверхности нагрева теплообменника большой мощности порядка миллионов килокалорий в час будет измеряться в тысячах квадратных метров. Объем забойного теплообменника ограничен объемом ствола скважины, следовательно, ограничена и максимальная мощность дроссельного нагревателя. Как показывают расчеты, мощность дроссельного нагревателя с обычным теплообменником не будет превышать 10—15 *квт*.

Повысить производительность теплообменника и мощность забойного нагревателя можно при более полном использовании теплопроводности металлов. Для этого предлагается новая схема теплообменника, основанная на использовании теплообменных свойств пористой среды. Известно, что теплообмен между пористым телом и насыщающей его жидкостью совершается очень быстро. Без существенных последствий можно принять, что температуры жидкости и пористого тела в наблюдаемом элементе объема пористой среды равны между собой. Большая интенсивность тепло-

обмена в пористой среде объясняется огромной поверхностью смачивания. Теплопроводность металлического скелета пористого тела будет определяться формулой

$$\lambda_{\text{п}} \approx \left(\frac{1-m}{i}\right)\lambda_{\text{м}}, \qquad \text{(XI. 94)}$$

где m — пористость металлического тела; i — извилистость или отношение фактического пути теплообмена к расстоянию наблюдаемых конечных точек.

На рис. 48 показан элемент пористого теплообменника. Труба *2*, заполненная и окруженная пористыми металлическими телами *1* и *3*, вставляется в цилиндрический кожух *4*. Пористая среда имеет металлическую связь с трубой *2*. Через пористое тело внутри и вне трубы циркулирует жидкость в противоположных направлениях. Поток жидкости в трубе вносит в рассматриваемый элемент трубы *2* длиной l_1 тепловую энергию, измеряемую тепловой мощностью W_1. В установившихся условиях в пористом теле образуется радиальный градиент температуры, благодаря которому мощность радиального теплового потока достигает значения W_1.

Конвективный тепловой поток, вносимый потоком жидкости радиусом r, определяется соотношением $W_1\left(\frac{r}{r_1}\right)^2$, причем r_1 — внутренний радиус трубы *2*. Весь этот тепловой поток отводится в радиальном направлении благодаря теплопроводности пористого тела

$$W_1\left(\frac{r}{r_1}\right)^2 = 2\pi l_1 \lambda_{\text{п}} \frac{dT}{dr}. \qquad \text{(XI. 95)}$$

Разделяя переменные и интегрируя их в пределах от нуля до r, получим перепад температуры в пористой среде

$$\Delta T_r = \frac{W_1}{l_1 r_1^2}\frac{r^2}{4\pi\lambda_{\text{п}}}. \qquad \text{(XI. 96)}$$

Для $r = r_1$ получим

$$\Delta T_{r_1} = \frac{W_1}{l_1}\frac{1}{4\pi\lambda_{\text{п}}}. \qquad \text{(XI. 97)}$$

Оказывается, что максимальный перепад температур между центром пористого тела и стенками трубы совершенно не зависит от диаметра трубы. После заполнения трубы пористым телом теплопередача через трубу малого диаметра эквивалентна теплопередаче через трубу большого диаметра.

Средняя температура жидкости в трубе может быть найдена по формуле

$$T_{\text{ср}} = T_0 - \frac{2}{r_1^2}\int_0^{r_1} \Delta T_r\, dr^2 = T_0 - \frac{W_1}{l_1}\frac{1}{8\pi\lambda_{\text{п}}}, \qquad \text{(XI. 98)}$$

где T_0 — температура жидкости в центре трубы.

Таким образом, средняя разность температур жидкости и внутренней стенки трубы равны

$$\Delta T_{\text{ср}_1} = \frac{W_1}{l_1} \frac{1}{8\pi\lambda_{\text{п}}}. \qquad \text{(XI. 99)}$$

Перепад температур в стенке трубы можно определять по приближенной формуле

$$\Delta T_{\text{м}} = \frac{W_1}{l_1} \frac{\delta_{\text{м}}}{\pi d_{\text{ср}_{\text{м}}} \lambda_{\text{м}}}. \qquad \text{(XI. 100)}$$

По такой же формуле можно вычислять и перепад температур во внешнем кольце пористого тела, учитывая, что средний теплопроводный поток уменьшается до нуля с ростом радиуса от r_2 до r_3. Приняв для технических вычислений в среднем $W_{\text{ср}} = \frac{W_1}{2}$, получим

$$\Delta T_{\text{ср}_2} = \frac{W_1}{l_1} \frac{\delta_{\text{п}}}{2\pi d_{\text{ср п}} \lambda_{\text{п}}}. \qquad \text{(XI. 101)}$$

Складывая перепады температур (XI. 99—XI. 101), получим следующее выражение для коэффициента пористого теплообменника

$$\frac{a_{\text{тп}}}{l} = \frac{W_1}{l_1 \Delta T_{\text{п}}} = \frac{\pi d_{\text{ср м}}}{\frac{d_{\text{ср м}}}{8\lambda_{\text{п}}} + \frac{\delta_{\text{м}}}{\lambda_{\text{м}}} + \left(\frac{d_{\text{ср м}}}{d_{\text{ср п}}}\right) \frac{\delta_{\text{п}}}{2\lambda_{\text{п}}}}. \qquad \text{(XI. 102)}$$

Сопоставим формулу (XI. 93) для нормального трубного теплообмена с формулой (XI. 102) для теплообмена в пористой среде

$$\frac{a_{\text{тп}}}{a_{\text{т}}} = \frac{\frac{2}{\alpha} + \frac{\delta_{\text{м}}}{\lambda_{\text{м}}}}{\frac{d_{\text{ср м}}}{8\lambda_{\text{п}}} + \frac{\delta_{\text{м}}}{\lambda_{\text{м}}} + \left(\frac{d_{\text{ср м}}}{d_{\text{ср п}}}\right) \frac{\delta_{\text{п}}}{2\lambda_{\text{п}}}}. \qquad \text{(XI. 103)}$$

Примем следующие конкретные значения $\alpha = 1000$ *ккал/м²·ч·°* С; $\delta_{\text{м}} = 0{,}002$ *м*; $\lambda_{\text{м}} = 330$ *ккал/м·ч·°*С; $d_{\text{ср}_{\text{м}}} = 0{,}01$ *м*; $\delta_{\text{п}} = 0{,}003$ *м*; $d_{\text{ср}_{\text{п}}} = 0{,}015$ *м*; $m = 0{,}30$; $i = 1{,}2$. Пусть пористая среда состоит из сцементированных медных опилок. Тогда теплопроводность пористого тела по формуле (XI. 78) будет

$$\lambda_{\text{п}} = \frac{(1-0{,}3)}{1{,}2} \cdot 330 = 192 \text{ ккал/м·ч·°С}.$$

Отношение коэффициентов производительности двух типов теплообменников будет следующим

$$\frac{a_{\text{тп}}}{a_{\text{т}}} = \frac{\frac{2}{1000} + \frac{0{,}002}{330}}{\frac{0{,}01}{8 \cdot 192} + \frac{0{,}002}{330} + \frac{0{,}010}{0{,}015} \cdot \frac{0{,}003}{2 \cdot 192}} \approx 114.$$

Значит, имеются реальные возможности для повышения производительности теплообменника примерно в 100 раз при постоянной поверхности теплообменных труб.

ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ПОРИСТОГО ТЕПЛООБМЕННИКА

Очищенную медную трубу засыпают сортированными медными опилками или заполняют штампованными кружками из медной сетки. Средний диаметр опилок или плотность сетки подбирают в зависимости от пропускной способности для жидкости. С уменьшением диаметра опилок растет поверхность смачивания, следовательно, улучшается теплопередача от жидкости к металлу. Но при этом снижается проницаемость пористой среды, т. е. возрастают гидравлические сопротивления для потока жидкости, однако в дроссельной установке гидравлические сопротивления не являются препятствием, поскольку дроссельный нагреватель работает с высокими перепадами давления. Весь перепад давления в пористом теплообменнике можно использовать для генерации тепловой энергии так же, как и в специальном дроссельном элементе установки. Вполне возможно и, видимо, целесообразно было бы совместить теплообменник и дроссельный элемент в одном элементе — в пористом теплообменнике.

Трубу с опилками после заполнения нагревают электротоком до температуры выше плавления олова или другого металла, затем через пористую среду прокачивают расплавленный металл для получения сцементированного пористого тела, связанного с телом трубы. Излишки жидкого металла выдуваются нагретым азотом до постоянной проницаемости, потом продувают изделие холодным азотом. Изготовленный таким способом элемент (труба $d_{ср} = 10$ *мм*, длиной 1 *м*) пористого теплообменника должен в соответствии с формулой (XI. 87) передавать тепловую мощность примерно в 200 раз больше, чем при обычной схеме теплообменника.

ПРИМЕР РАСЧЕТА НАГРЕВАТЕЛЯ

Рассчитываем дроссельную установку для нагревания забоя скважины от начальной температуры 50° С до 150° С, т. е. для $\Delta T_п = 100°$ С, приводимую в работу нагнетательным агрегатом АН-500 при максимальном перепаде давления $\Delta p = 500$ *кГ/см*^{2} и расходе жидкости 4000 *см*^{3}*/сек*. Термический к. п. д. дроссельного процесса для нефти принимаем равным $\eta_т = 0{,}75$. Таким образом, полная тепловая мощность дроссельного генератора в соответствии с формулой (XI. 41) будет равна

$$W_Q = 0{,}084 \cdot 0{,}75 \cdot 4000 \cdot 500 = 125\,000 \text{ ккал/ч}.$$

Полезная тепловая мощность зависит от к. п. д. установки (от эффективности теплообменника). Применим теплообменник, обеспечи-

вающий $\eta_п = 0{,}8$. Тогда полезная мощность нагревателя составит

$$W_п = 0{,}8 \cdot 125\,000 = 100\,000 \text{ ккал/ч или} \approx 28 \text{ ккал/сек},$$

что соответствует мощности электронагревателя 130 *квт*.

Коэффициент приемистости дроссельного элемента нагревателя находим из соотношения $q/\Delta p = 4000/500 = 8$ *см*^{3}/*сек* · *ат*. Коэффициент производительности теплообменника $a_т$ вычисляется по формуле (XI. 70)

$$a_т = \frac{0{,}5^2 \cdot 10^{-6} \cdot 28 \cdot 100}{42\,700^2 \cdot 0{,}75^2 \cdot 0{,}8 \cdot 0{,}2 \cdot 500^2} = 57 \text{ ккал/сек} \cdot °\text{C}.$$

В соответствии с принятым к. п. д. установки тепловая мощность $W_к$, уносимая потоком жидкости из теплообменника, составляет 20% от мощности нагревателя, или 25 000 *ккал/ч* (≈7 *ккал/сек*), что по формуле (XI. 55) соответствует следующей разности температур входящей и выходящей из теплообменника нефти

$$\Delta T_к = \frac{7}{0{,}5 \cdot 10^{-3} \cdot 4000} = 3{,}5\ °\text{C}.$$

Таким образом, циркулирующий тепловой поток в теплообменнике по формуле (XI. 56) достигает $W_т = 3{,}5 \cdot 57 = 200$ *ккал/сек*, или ≈720 000 *ккал/ч*. На один градус перепада температуры теплообменник должен передавать 720 000 : 3,5 = 205 000 *ккал/ч* тепла. Для передачи такой тепловой мощности в нормальном трубном теплообменнике при $\alpha = 1000$ *ккал/м*^{2} · *ч* · *град*. потребуется ≈200 *м*^{2} поверхности теплообмена. В ограниченном объеме ствола скважины это практически неосуществимо. Применив пористый теплообменник, сложенный из элементов, рассчитанных ранее, определяем, что для подачи указанного количества тепла требуется 20500 : 1700 = 120 *м* медных трубок диаметром $d_{ср} = 10$ *мм*. При треугольном размещении трубок на расстояниях 15 *мм* в одной насосно-компрессорной 3″ трубе помещается пучок из 20 трубок. Таким образом, длина теплообменника сокращается до 6 *м* (до одной 3″ трубы).

Площадь сечения 20 трубок внутреннего диаметра 0,8 *см* равна ≈10 *см*^{2}. Скорость фильтрации при расходе жидкости 4000 *см*^{3}/*сек* будет 4 *м*/*сек*. Для этой скорости фильтрации при длине пористой среды 2 × 600 *см* = 1200 *см*

$$\frac{k}{\mu} = \frac{\Delta l}{\Delta p} v = \frac{1200}{500} \cdot 400 \approx 960 \text{ д} \cdot \text{см/спз}.$$

Пусть $\mu = 0{,}82$ *спз*; тогда $k = 800$ *д*. Средний эффективный гидравлический радиус пор при такой проницаемости и $m_э = 0{,}3$ можно определить по формуле

$$r_э = 10^{-3} \cdot 0{,}16 \sqrt{\frac{k}{m_э}} = 10^{-3} \cdot 0{,}16 \sqrt{\frac{800}{0{,}3}} = 0{,}008 \text{ см}.$$

Средний диаметр пор, соответствующий $4r_э = 0{,}32$ *мм*, может образоваться в среде шариков диаметром около 1 *мм*. Чтобы сохранить некоторый запас пропускной способности теплообменника, можно его построить из несколько больших частиц, например среднего диаметра 1,1 *мм*. Остаток перепада давления погашается тогда в регулируемом механическом дроссельном приспособлении.

1. Александров В. П. Физические основы теплового баланса почвы. Сельхозгиз, 1935.

2. Асатурян А. Т., Галиуллин и Черникин В. И. Взаимодействие теплового и термодинамического полей в потоке с переменной вязкостью. Нефть и газ, № 3, 1961.

3. Белова Г. М., Шейман А. Б. Экспериментальное изучение зависимости нефтеотдачи от термического фактора. Труды Института нефти, т. 5. Изд. АН СССР, 1951.

4. Беркович М. Я. и Мавлютов М. Р. Ликвидация поглощений промысловой жидкости путем применения метода замораживания. ГосИНТИ, 1959.

5. Берчик Э. Д. Свойства пластовых жидкостей (перевод с английского). Гостоптехиздат, 1960.

6. Влодовец В. И. Основные типы парогидротермических месторождений Италии и Новой Зеландии. Проблемы геотермии и практического использования тепла Земли, т. 1. Изд. АН СССР, 1959.

7. Вулис Л. А. Термодинамика газовых потоков. Госэнергоиздат, 1950.

8. Гайворонский А. А. Пути энергетического и комплексного использования подземных источников тепла. Тезисы докладов на I Всесоюзном совещании по геотермическим исследованиям в СССР. Изд. АН СССР, 1956.

9. Гейман М. А. и другие. Использование глубокого охлаждения для обработки призабойных зон. Нефт. хоз., № 9, 1959.

10. Гутенберг Г. Физика земных недр. ИЛ, 1963.

11. Дахнов В. Н. и Дьяконов Д. И. Термические исследования скважин. Гостоптехиздат, 1952.

12. Дергунов И. Д. Современные представления о термическом режиме земной коры. Проблемы геотермии и практического использования тепла Земли, т. 1. Изд. АН СССР, 1959.

13. Диткин В. А., Прудников А. П. Интегральные преобразования и операционное исчисление. Физматгиз, 1961.

14. Дубровкин Н. Ф. Справочник по углеводородным топливам и их продуктам сгорания. Госэнергоиздат, 1962.

15. Думанский С. Г. Перспективы геотермического метода разведки глубинных структур в условиях Предкарпатья. Труды УкрНИГРИ, вып. VII. 1963.

16. Дьяконов Д. И. Геотермия в нефтяной геологии. Гостоптехиздат, 1959.

17. Дьяконов Д. И. Геотермия в региональной геологии и при изучении глубинной тектоники. Геология нефти и газа, № 11, 1960.

18. Капырин Ю. В., Требин Г. Ф. К вопросу оценки погрешностей при исследовании глубинных проб нефти. НТС по добыче нефти, № 21. Гостоптехиздат, 1963.

19. Карапетьянц М. Х. Химическая термодинамика. Госхимиздат, 1953.

20. Карслоу Х. С. Теория теплопроводности (перевод с английского). ИЛ, 1947.
21. Кинан Дж. Термодинамика. ИЛ, 1963.
22. Ковнер С. С. К теории геотермической разведки. ДАН СССР, т. 42, № 6, 1944.
23. Корытникова Н. Н. О связи глубинных температур с термическими коэффициентами горных пород и формой глубинных структур. География и геофизика, № 3. Изд. АН СССР, 1943.
24. Корценштейн В. И. Гидрогеология газоносной провинции Центрального Предкарпатья. Гостоптехиздат, 1960.
25. Красковский С. А. О некоторых очередных задачах геотермических исследований в СССР. Проблемы геотермии и практического использования тепла Земли, т. 1. Изд. АН СССР, 1959.
26. Краткий физико-технический справочник. Физматгиз, 1960.
27. Кругликов Н. М. К вопросу о геотермической роли движения подземных вод. Труды ВНИГРИ, вып. 220. Геологический сборник № 8. Л., 1963.
28. Крылов А. П., Белан П. М., Борисов Ю. П., Бучин П., Воинов В. В., Шаговский М. М., Максимов М. И., Николаевский Н. М., Розенберг М. Д. Проектирование разработки нефтяных месторождений. Гостоптехиздат, 1962.
29. Кунц К. и Тиксье Н. Термические исследования газовых скважин (перевод с английского). Вопросы промысловой геофизики. Гостоптехиздат, 1957.
30. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Механика сплошной среды. Гостехтеориздат, 1953.
31. Лапук Б. Б. О термодинамических процессах при движении газа в пористой среде. Нефт. хоз., № 3, 1940.
32. Лапук Б. Б. О температурных изменениях при движении сырой нефти в пористых пластах. Нефт. хоз., № 4 и 5, 1940.
33. Лапук Б. Б. Теоретические основы разработки месторождений природных газов. Гостоптехиздат, 1948.
34. Лейбензон Л. С. Нефтепромысловая механика, ч. I. ГНТИ, М.—Л., 1931.
35. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. Гостехиздат, 1957.
36. Лошков Б. Я. Тепловое воздействие на призабойную зону пласта — метод интенсификации добычи нефти. Нефт. хоз., № 11, 1952.
37. Лыков А. В. Теория теплопроводности. Гостехтеориздат, 1952.
38. Лыков А. В. Явление переноса в капиллярно-пористых телах. Гостехиздат. 1954.
39. Лыков А. В. Тепло- и массообмен в процессах сушки. Госэнергоиздат, 1958.
40. Любимова Е. А. Температурный градиент в верхних слоях Земли и возможности объяснения слоя пониженных скоростей. Изд. АН СССР, Сер. Геофизика, № 12, 1959.
41. Любимова Е. А. Тепловая история Земли и ее геофизические последствия. Проблемы геотермии и практическое использование тепла Земли, т. 1. Изд. АН СССР, 1959.
42. Малофеев Г. Е. Потери тепла в кровлю и подошву при закачке в пласт горячей воды. Нефть и газ, № 5, 1959.
43. Малофеев Г. Е. Исследование распределения температуры в пласте и потерь тепла в кровлю и подошву при закачке в пласт горячей воды. Автореферат диссертации. МИНХ и ГП, 1959.
44. Малофеев Г. Е. К расчету распределения температур в пласте при закачке горячей жидкости в скважину. Нефть и газ, № 7, 1960.
45. Малофеев Г. Е. Сравнительная оценка формул для расчета нагревания пласта при нагнетании горячей жидкости. Нефт. хоз., № 4, 1962.
46. Малофеев Г. Е., Сергеев А. И. Исследование термических свойств нефтенасыщенных песков. Нефть и газ, № 4, 1959.
47. Магницкий В. А. Основы физики Земли. Геодезиздат, 1953.

48. Маскет М. Течение однородных жидкостей в пористой среде (перевод с английского). Гостоптехиздат, 1949.
49. Маскет М. Физические основы технологии добычи нефти (перевод с английского). Гостоптехздат, 1943.
50. Мехтиев Т. Ф., Мирзаджанзаде А. Х., Алиев С. А., Багдасарян Э. А., Мотяков В. И. Тепловой режим нефтяных и газовых месторождений. Азернефтнешр, Баку, 1960.
51. Минский Е. М. Статистическое обоснование уравнений фильтрационного движения. ДАН СССР, т. 118, № 2, 1958.
52. Намиот А. Ю. К вопросу об изменении температуры по стволу нефтяной или газовой скважины. Труды ВНИИ, вып. VIII. Гостоптехиздат, 1956.
53. Намиот А. Ю. Теплопередача при подъеме нефти в скважине. Труды ВНИИ, вып. VIII. Гостоптехиздат, 1956.
54. Непримеров Н. Н., Шарагин А. Г. Исследование скважины и разработка перспективных методов борьбы с парафином. Ученые записки Казанского государственного университета, т. 117, кн. 3, 1957.
55. Оганов К. А. Термические методы воздействия на пласт для увеличения добычи нефти. Сб. «Методы увеличения нефтеотдачи пластов» (материалы Всесоюзного совещания). Гостоптехиздат, 1955.
56. Оганов К. А. О возможности создания передвижного очага горения в пористой среде. Нефт. хоз., № 7, 1955.
57. Оганов К. А. Обзор литературы по термическим методам воздействия на пласт. Нефт. хоз., № 5, 1957.
58. Пирвердян А. М. Нефтяная подземная гидравлика. Азнефтеиздат, 1956.
59. Портнов И. Г. Точное решение задачи о промерзании с произвольным изменением температуры на подошвенной границе. ДАН СССР, т. 143, № 3, 1962.
60. Пудовкин М. А. Теоретические расчеты поля температур нефтяного пласта при нагнетании в него воды. Вопросы усовершенствования разработки нефтяных месторождений Татарии. Изд. Казанского университета, 1962.
61. Рубинштейн Л. И. О температурном поле пласта при нагнетании в пласт горячего теплоносителя. Труды Уфимского нефтяного института, вып. 2, 1958.
62. Рубинштейн Л. И. Об интегральной величине тепловых потерь при нагнетании горячей жидкости в пласт. Нефть и газ, № 9, 1959.
63. Самойлович Л. Г. Термодинамика и статистическая физика. Гостехтеориздат, 1955.
64. Сергеев А. И., Шейман А. Б. Глубинные нагревательные устройства. Нефт. хоз., № 8, 1958.
65. Сидоровский А. А. Электрический прогрев призабойной зоны пласта. Нефт. хоз., № 7, 1960.
66. Скворцов М. М., Ельяшевич З. Б. Подземный электрический прогрев нефти в скважине. Азерб. нефт. хоз., № 6, 1934.
67. Стовалл С. Извлечение нефти из истощенных песков паром. Нефтеиздат, ЦИСОН, 1935.
68. Справочник по добыче нефти (под редакцией Муравьева И. М.). Гостоптехиздат, 1958—1960.
69. Уголев В. С., Лизанов В. И. Термические методы в добыче нефти. Гостоптехиздат, 1959.
70. Фокеев В. М. Об основных тепловых методах воздействия на пласт. НТС по добыче нефти, № 9. Гостоптехиздат, 1960.
71. Фокеев В. М., Капырин Ю. В. Оценка тепловых потерь и влияния нагнетания больших количеств воды на температурный режим Ромашкинского месторождения. Нефт. хоз., № 12, 1961.
72. Хребтов А. И. Природа внутреннего тепла нефтегазоносных площадей. Проблемы геотермии и практического использования тепла Земли, т. 1, Изд. АН СССР, 1954.

73. Хэмалян Д. М. Введение в теорию горения. Московский энергетический институт, 1953.
74. Чарный И. А. О продвижении границы изменения агрегатного состояния при охлаждении или нагревании тел. Изв. АН СССР, ОТН, № 2, 1948.
75. Чарный И. А. Нагревание призабойной зоны при закачке горячей воды в скважину. Нефт. хоз., № 2, и 3, 1953.
76. Чарный И. А. Основы подземной гидравлики. Гостоптехиздат, 1956.
77. Чарный И. А. Основы газовой динамики. Гостоптехиздат, 1961.
78. Чарный И. А. Подземная гидрогазодинамика. Гостоптехиздат, 1963.
79. Чекалюк Э. Б. Псевдокритические параметры фильтрации. Нефт. хоз., № 11, 1947.
80. Чекалюк Э. Б. Параметры, определяющие проницаемость горных пород. Нефт. хоз., № 8, 1947.
81. Чекалюк Э. Б. Способ создания очага горения в нефтяном пласте. Авторское свидетельство № 99447.
82. Чекалюк Э. Б., Оганов К. А., Снарский А. Н., Степанченко Е. А. Тепловая обработка истощенного нефтяного пласта. Нефт. хоз. № 1, и 2, 1954.
83. Чекалюк Э. Б., Оганов К. А., Снарский А. Н. О механизме вытеснения нефти из пористой среды водяным паром. Нефт. хоз., № 5, 1954.
84. Чекалюк Э. Б. Температурный профиль пласта при нагнетании теплоносителя в скважину. Нефт. хоз., № 4, 1955.
85. Чекалюк Э. Б. Температурный режим газонефтяного пласта. Труды ВНИГНИ, вып. 12, 1958.
86. Чекалюк Э. Б. Определение производительньсти нефтяных горизонтов по термокаротажным кривым работающих скважин. Нефт. хоз., № 10, 1960.
87. Чекалюк Э. Б. Термометрические методы исследования и контроль разработки многопластовых залежей. Доклады Всесоюзного совещания по разработке нефтяных и газовых месторождений. Гостоптехиздат, 1962.
88. Чекалюк Э. Б. и другие. Инструкция по гидродинамическим исследованиям нефтяных и газовых залежей. Изд. ГНТК СМ УССР, 1961.
89. Чекалюк Э. Б. Методика определения продуктивности разреза по термограммам действующих газовых скважин. Газ. пром., № 8, 1961.
90. Чекалюк Э. Б. Термические методы определения приемистости пород по разрезу нагнетательной скважины. НТС ГНТК СМ УССР, Нефт. и газ. пром., № 2, 1961.
91. Чекалюк Э. Б. Основы пьезометрии залежей нефти и газа. Гостехиздат, 1961.
92. Чекалюк Э. Б. Некоторые термодинамические явления в пористой среде и пути их использования в нефтяной промышленности. Автореферат диссертации, ВНИИ, 1962.
93. Чекалюк Э. Б. Уравнение сохранения энергии для потока сжимаемой жидкости в пористой среде. Труды УкрНИГРИ, вып. III. Гостоптехиздат, 1963.
94. Чекалюк Э. Б. Теория и расчет дроссельного забойного нагревателя. Труды УкрНИГРИ, вып. VII. Гостоптехиздат, 1963.
95. Швецов П. Ф. Мерзлые слои земные. Изд. АН СССР, 1963.
96. Щелкачев В. П. Разработка нефтеводяных пластов при упругом режиме. Гостоптехиздат, 1953.
97. Эберт Г. Краткий справочник по физике. Государственное издательство физико-математической литературы, 1963.
98. Ячевский Л. А. Термический режим поверхности Земли в связи с геологическими процессами. Горный журнал № 4, 5 и 6, 1950.
99. Anzelius A. Über Errwärmung durchströmender Medien, Zeit. für Anw. Mathematik und Mechanik, August 1926.

100. Ferrandon I. Théorie générale des éconlements fluides sonterrains. Rapport général. Conpt. vend 6-es Journéls hydraul. Soc. hydrofechn. France, Nancy, 1960, t. I. Grenoble, 1961.
101. Lauwerer H. A. The transport of heat in on oil layar cansed the injection of hot fluid. Applied Scientific Research, Section A, 1955, vol. 5, № 2—3.
102. Pirson I. S. Oil Reservoir Engineering New-Jork — Toronto — London, 1958. (Перевод на русский язык, Гостоптехиздат,1961).
103. Schulc W. Über die anwendung von Wärme zur besseren Ausbeutung von Erdöllagerstäffen unter Berücksichtigung des In — situ Verbrreunungsprogresses. Erdöl — Z. Bohrn und Fördertechnik № 1, 1962.
104. Iheidegger A. E. The Physics of flow through porous media. The Macmielan Company. New-Jork, 1957. (Перевод на русский язык. Гостоптехиздат, 1960).
105. Somerton W. H. Некоторые тепловые свойста пористых горных пород. J. Petrol Technol. 1958, vt. 10, № 5.
106. Iffly R. Etude physigue de l'econlement des fluides daus les milieux poreux. Compt. rend 6-es Jornees hydraul. Sov. Hydrofechn. France, Nancy, 1960, t. 1, Grenoble, 1961.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Стр.

Введение 3

Глава I. **Основные положения термодинамики**
§ 1. Особенности тепловых явлений в пористой среде 6
§ 2. Уравнение состояния 7
§ 3. Начала термодинамики 10
§ 4. Термодинамические функции 11
§ 5. Адиабатический процесс 14
§ 6. Дроссельный процесс 17

Глава II. **Теплообмен в пористой среде**
§ 1. Постановка проблемы 22
§ 2. Выравнивание температур после мгновенного внедрения жидкости в пористое тело 24
§ 3. Разность температур жидкости и пористого тела при ограниченной скорости фильтрации 30
Заключение 34

Глава III. **Уравнение энергии потока упругой жидкости в пористом теле**
§ 1. Исходные представления 35
§ 2. Баланс тепловых потоков в элементе объема пористой среды 37
§ 3. Баланс энергии в элементе объема пористой среды 39
§ 4. Вывод полного уравнения энергии для потока упругой жидкости в пористой среде 41
§ 5. Общий анализ уравнения энергии для пористой среды . . . 45

Глава IV. **Температурное поле жесткой пластовой системы**
§ 1. Исходное уравнение температурного поля пласта 48
§ 2. Плоскопараллельный горизонтальный поток жидкости в пласте 49
§ 3. Вертикальная фильтрация в земной коре 61
§ 4. Плоскорадиальный поток 63
§ 5. Основные свойства температурного поля пласта 70

Глава V. **Температурное поле упругого пласта**
§ 1. Постановка задачи 72
§ 2. Метод приближенного определения температурного поля нестационарных потоков 73
§ 3. Плоскопараллельный поток 76
§ 4. Плоскорадиальный поток 79
§ 5. Выводы 87

Глава VI. **Температурное поле газового пласта**
§ 1. Постановка задачи 89
§ 2. Стационарный поток газа 91
§ 3. Режим постоянного отбора газа 96
§ 4. Эффект внутрипластового охлаждения 101
§ 5. Выводы 104

Стр.

Глава VII. **Теплопроводные потоки**
§ 1. Параллельные теплопроводные потоки в пористой среде . . 106
§ 2. Тепловые потери через наружную поверхность пористого стержня 114
§ 3. Радиальное растекание температурного профиля в пласте . . 117
§ 4. Теплопроводные потери в кровлю и подошву пласта 121

Глава VIII. **Температура в стволе действующей скважины**
§ 1. Постановка задачи 130
§ 2. Поток несжимаемой жидкости в стволе скважины 137
§ 3. Поток газа в стволе скважины 141
§ 4. Калориметрический эффект в стволе скважины 147

Глава IX. **Процесс горения в пористой среде**
§ 1. Уравнение температурного поля с учетом конвекции и постоянно действующих источников тепла 149
§ 2. Из теории горения газового топлива 151
§ 3. Горение газового топлива в пористой среде 154
§ 4. Воспламенение нефтяного пласта 157

Глава X. **Геотермическая конвекция**
§ 1. Механическое равновесие жидкостей и газов в поле сил тяжести 159
§ 2. Циркуляция в стволе скважины 163
§ 3. Циркуляция в закрытой залежи 165
§ 4. Деятельность магматических очагов 166

Глава XI. **Пути практического использования тепловых явлений в земной коре**
§ 1. Геотермические исследования 170
§ 2. Термограммирование действующих скважин 178
§ 3. Термозондирование пласта 151
§ 4. Методы теплового воздействия на нефтяной пласт 204
§ 5. Термолифт 213
§ 6. Использование тепловых эффектов в глубинной технике . . 218
Литература 232

Чекалюк Эммануил Богданович

Термодинамика нефтяного пласта

Редактор издательства *Т. А. Чопорова*
Технический редактор *Л. Д. Агапонова*,
Л. Г. Лаврентьева
Корректор *Л. М. Безменова*

Сдано в производство 14/IV 1965 г.
Подписано к печати 15/VI-1965 г.
Формат 60×90 1/16. Печ. л. 15.
Уч.-изд. л. 15,10. Т-08833.
Тираж 1750 экз. Зак. № 553/261—5.
Цена 1 р. 21 к.
Индекс 1—4—1.
Объявлено в Сводном темплане
изд-ва «Н е д р а» 1965 г. № 168.

Издательство «Н е д р а». Москва, К-12,
Третьяковский проезд, 1/19.
Ленинградская типография № 14
«Красный Печатник» Главполиграфпрома
Государственного комитета Совета
Министров СССР по печати.
Московский проспект, 91.

УВАЖАЕМЫЙ ТОВАРИЩ!

В издательстве „Недра" готовится к печати и выйдет в свет во втором полугодии 1965 г. книга Н. К. Байбакова и А. И. Арутюнова.

„НОВОЕ В ТЕХНИКЕ БУРЕНИЯ И ЭКСПЛУАТАЦИИ НА ГАЗОКОНДЕНСАТНЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЯХ".

16 л. Ц. 95 коп.

В книге описан опыт нефтяников Краснодарского края, где впервые в Советском Союзе и в мировой практике были в промышленном масштабе применены более совершенные сварные конструкции обсадных колонн и специальные тампонирующие растворы, что обеспечило надежную герметичность и прочность скважин. Описана новая система централизованного сбора газа и его сепарации при низких температурах.

Рассмотрены основные вопросы разработки газоконденсатных месторождений, которые более точно учитывают специфические условия и факторы, существенно влияющие на эффективность разработки.

Книга предназначена для инженерно-технических работников по бурению скважин и эксплуатации газоконденсатных месторождений.

Издательство „Недра"